

# **Forschungsbericht 2016-50**

## **Bewegungsinduzierte instationäre Luftkräfte bei wirbeldominierter Strömung**

Stefan Wiggen

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt  
Institut für Aeroelastik  
Göttingen

174 Seiten  
171 Bilder  
6 Tabellen  
145 Literaturstellen



DLR

Deutsches Zentrum  
für Luft- und Raumfahrt

*Instationäre Luftkräfte, wirbeldominierte Strömung, Nickschwingung, Instationäres Wirbel Experiment, Lambda-förmiger Flügel, Transsonischer Windkanal Göttingen*

Stefan WIGGEN

Institut für Aeroelastik des DLR, Göttingen

### **Bewegungsinduzierte instationäre Luftkräfte bei wirbeldominierter Strömung**

*Dissertation Technische Universität Braunschweig*

*DLR-Forschungsbericht 2016-50, 2016, 174 Seiten, 171 Bilder, 6 Tabellen, 145 Literaturstellen, XX,XX € zzgl. MwSt.*

An Flügeln mit mittleren bis hohen Pfeilungswinkeln entsteht bei höheren Anstellwinkeln wirbelbehaftete Strömung. Hierdurch wird zusätzlicher, nicht-linearer Auftrieb erzeugt. Die stationären und instationären aerodynamischen Lasten verändern sich signifikant, abhängig von der Variation von Parameter der Anströmung und des Modells z.B. dem Anstellwinkel.

Mit einem Lambda-förmigen Flügel, welchem eine Nickschwingung aufgeprägt wurde, wurden im Transsonischen Windkanal Göttingen Messungen durchgeführt. Das Ziel war die Einflüsse und die Abhängigkeiten der instationären, aerodynamischen Lasten beim Auftreten wirbeldominierter Strömung für aeroelastische Zwecke zu untersuchen. Es wurden Drucksensoren, drucksensitive Farbe, Particle Image Velocimetry und ein optisches Deformationsmesssystem eingesetzt.

Unterhalb der wirbeldominierten Strömung wiesen die instationären Druckantworten auf der Oberfläche hohe Beträge mit starker Nacheilung auf. Im Bereich ansteigenden Auftriebs, in Phase mit der Bewegung, geht Energie von der Strömung an die Bewegung über. Auf eine elastische Struktur hätte das einen destabilisierenden Einfluss. Auf Grund des charakteristischen Verlaufs von Wirbeln kann sich der Ort, an dem die Wirbelströmung beeinflusst wird, von dem Ort deutlich unterscheiden, an dem die hervorgerufenen Luftkräfte eine u.U. destabilisierende Wirkung haben.

*Unsteady aerodynamic loads, vortex dominated flow, pitch oscillation unsteady vortex experiment, Lambda wing, Transonic Wind tunnel Göttingen*

*(Published in German)*

Stefan WIGGEN

Institut für Aeroelastik des DLR, Göttingen

### **Motion induced unsteady aerodynamic loads with vortex development**

*Doctoral Thesis Technische Universität Braunschweig*

*DLR-Forschungsbericht 2016-50, 2016, 174 pages, 171 figs., 6 tabs., 145 refs., XX.XX €*

At wings with moderate to high sweep angles, vortical flow is generated at higher angles of attack. This creates additional, non-linear lift. The steady and unsteady aerodynamic loads significantly vary depending on the variation of model and free-stream parameters e.g. the angle of attack.

Measurements were performed in the Transonic Wind tunnel Göttingen with a pitching lambda wing to study the influences and dependencies of vortical flow on the unsteady aerodynamic loads for aeroelastic purposes. Pressure transducers, pressure sensitive paint, Particle Image Velocimetry and optical deformation measurement systems were applied.

High magnitudes with large time lags of the surface pressure response are measured below the vortex dominated flow. In the areas of increasing lift, in phase with the motion, energy is transferred from the flow to the motion. On an elastic structure, this would have a destabilizing effect. Due to their particular character, the region where a vortex is generated and where it may destabilize the structure may strongly differ.



**TU Braunschweig – Niedersächsisches  
Forschungszentrum für Luftfahrt**

**Berichte aus der Luft- und Raumfahrttechnik**

**Forschungsbericht 2016-08**

# **Bewegungsinduzierte instationäre Luftkräfte bei wirbeldominierter Strömung**

**Stefan Wiggen**

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt  
Institut für Aeroelastik

---

Diese Veröffentlichung wird gleichzeitig in der Berichtsreihe „NFL - Forschungsberichte“ geführt.

Diese Arbeit erscheint gleichzeitig als von der Fakultät für Maschinenbau der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktor-Ingenieurs genehmigte Dissertation.



# **Bewegungsinduzierte instationäre Luftkräfte bei wirbeldominierter Strömung**

Von der Fakultät für Maschinenbau

der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig

zur Erlangung der Würde

eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)

genehmigte Dissertation

von: Stefan Wiggen

aus: Schweinfurt

eingereicht am: 03.05.2016

mündliche Prüfung am: 16.09.2016

Gutachter:

Prof. Dr.-Ing. Lorenz Tichy (TU Braunschweig)

Prof. Dr.-Ing. habil. Christian Breitsamter (TU München)

# Abstract

At wings with moderate to high sweep angles like Delta or Lambda wings, vortical flow may occur at higher angles of attack. This creates additional lift. However, it causes strong, non-linear variations of the aerodynamic characteristics and the induced loads. Furthermore, the dynamic response of the unsteady pressures, e.g. for a pitching motion, are significantly different than with attached flow. Hence, also the aeroelastic behavior will differ.

This type of detached flow is still very hard to predict by numerical means and even more complicated for dynamic conditions. Additionally, there is only a very limited number of dynamic tests, especially with a focus on amplitudes and frequencies relevant for aeroelastic problems. Most of them exhibited additional influences masking the primary effects. Therefore, a clear identification of dependencies, especially on the steady flow regime, is missing.

This work mainly deals with the motion induced loads at a Lambda wing, performing a pitching motion, with development of vortical flow. The design process of the wind tunnel test setup, the analysis of the data from different test campaigns in the Transonic Wind tunnel Göttingen and the results are discussed.

The IWEX (German acronym for: Unsteady vortex experiment) model is equipped with different sensors, e.g. unsteady pressure transducers. For some of the tests, the model was coated with Pressure Sensitive Paint. In another campaign, Particle Image Velocimetry measurements were performed to study the flow field. The deformation was measured by a Stereo Pattern Recognition system.

The vortical flow behavior can be divided into three regimes, e.g. based on the angle of attack. In the first regime, a strong suction peak emerges at the leading edge. At the rear outboard part of the wing, the flow rolls up. In the second regime, the suction peak breaks down, the rolled up flow transforms into a typical leading edge vortex. In the third, the vortex further separates from the surface and moves inboard. Close to the trailing edge, a recirculation area evolves.

The variation of the pressure distributions below the vortical flow strongly lags the pitching motion. With an increasing excitation frequency, the phase lag becomes higher in the area where the lift is decreasing than where it is increasing. The unsteady lift is augmented inboard of the suction peak below the vortex core. Along the vortex axis, the phase lag slightly increases. Different effects become dominant with increasing amplitude, depending also on the mean angle. On the one hand the suction peak breaks down at higher angles of attack, on the other also the vortical lift increases till higher angles of attack than for steady conditions. Supersonic flow regions shift the vortex downstream. Furthermore, the negative unsteady lift at the leading edge, where the suction peak breaks down, is stronger as also the supersonic area is shrinking. The gradients and the unsteady pressures increase with the free stream Mach number because the behavior takes place over a smaller range of the angle of attack.

Downstream of the rotation axis, energy is extracted from the flow in the areas, where the unsteady lift is increasing. On an elastic structure, this would have a destabilizing effect. However, due to the particular character of the vortex, the unsteady pressure variation that is caused by the vortical flow may mainly be influenced at a different position, e.g. further inboard at the leading edge, where the vortex is generated. The magnitude depends on the local amplitude of the motion and the unsteady pressures.

## Kurzfassung

An Flügeln mit mittlerem bis hohem Pfeilungswinkel, wie Delta- oder Lambda-förmigen Flügeln, kann bei höheren Anstellwinkeln wirbelbehaftete Strömung auftreten. Diese erzeugt zusätzlichen Auftrieb, ruft jedoch signifikante, nichtlineare Veränderungen des aerodynamischen Verhaltens und der auftretenden Lasten hervor. Die instationären Drücke, z.B. bei einer Anstellwinkelschwingung, unterscheiden sich deutlich von denen bei anliegender Strömung. Somit liegt auch ein anderes aeroelastisches Verhalten vor. Die numerische Vorhersage derartiger abgelöster Strömungen ist immer noch schwierig, besonders unter dynamischen Bedingungen. Außerdem besteht nur eine sehr geringe Anzahl an instationären Tests, vor allem mit aeroelastisch relevanten Amplituden und Frequenzen. Meistens lagen zusätzliche Einflüsse vor, welche die primären Effekte überdeckt haben. Daher fehlt eine klare Bestimmung von Abhängigkeiten, insbesondere von dem zu Grunde liegenden, stationären Strömungszustand.

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der Untersuchung von bewegungsinduzierten Luftkräften an einem Lambda-förmigen Flügel, der eine zwangserregte Nickschwingung durchführt und an dem sich eine wirbeldominierte Strömung bildet. Der Versuchsaufbau sowie die Ergebnisse von verschiedenen Messkampagnen im Transsonischen Windkanal Göttingen werden diskutiert.

Das Modell IWEX (Instationäres Wirbelexperiment) ist mit verschiedenen Sensoren, z.B. zur Messung instationärer Drücke, bestückt. Zeitweise war das Modell mit drucksensitiver Farbe beschichtet. Bei einer Testkampagne wurde das Strömungsfeld mit Particle Image Velocimetry untersucht. Die Deformation wurde mit einem Stereo Pattern Recognition system vermessen. Das Verhalten der Wirbelströmung kann in drei Stadien unterteilt werden, z.B. an Hand des Anstellwinkels. Im ersten Stadium entsteht an der Vorderkante eine starke Saugspitze. Im hinteren, äußeren Bereich des Flügels rollt sich die Strömung auf. Diese geht im zweiten in einen Vorderkanten-Wirbel über und die Saugspitze bricht zusammen. Im dritten entfernt sich der Wirbel weiter von der Oberfläche und wandert Richtung Flügelmitte. Nahe der Hinterkante entsteht ein Rezirkulationsgebiet.

Die Veränderung der Druckverteilung unterhalb der Wirbelströmung eilt der Anstellwinkelschwingung erheblich nach. Die Nacheilung steigt bei Erhöhung der Frequenz stärker im Gebiet des Auftriebsabfalls als im Bereich des Auftriebsanstiegs an. Letzterer liegt neben dem Druckminimum, zur Flügelmitte hin, vor. Entlang der Wirbelachse wird die Phasennacheilung geringfügig größer. Abhängig vom mittleren Anstellwinkel dominieren bei Erhöhung der Bewegungsamplitude unterschiedliche Effekte. Auf der einen Seite bleibt die Saugspitze, auf der anderen auch der Wirbelauftrieb bis zu höheren Winkeln erhalten, als bei konstanten Anstellwinkeln. Überschallgebiete verschieben den Wirbel stromabwärts. Weiterhin ist der instationäre Abtrieb an der Vorderkante durch das zusätzliche Zusammenbrechen des Überschallgebietes stärker. Die Gradienten und instationären Drücke steigen mit der Anströmmachzahl an, da sich die Veränderungen in einem geringeren Anstellwinkelbereich vollziehen.

Stromab der Bewegungsachse wird der Strömung in den Gebieten Energie entzogen, in denen der instationäre Auftriebsanstieg vorliegt. Dies hätte auf eine elastische Struktur eine destabilisierende Wirkung. Der Betrag hängt von der Bewegungsamplitude und den Drücken ab. Die instationären Drücke durch die Wirbelströmung werden jedoch unter Umständen an einer deutlich anderen Position beeinflusst, z.B. weiter innen an der Vorderkante, wo der Wirbel entsteht.



# Vorwort

*Es ist nicht genug, zu wissen, man muss auch anwenden.  
Es ist nicht genug, zu wollen, man muss auch tun!*

*[J.W. v. Goethe]*

Vielen Dank an alle, die mir das eine vermittelt haben und alle, die mich beim anderen unterstützt haben. Vielen Dank an die, die mir geholfen habe, weiterhin zu wollen, und an die, die mir beim Tun zur Seite gestanden haben. Dies gilt besonders denen, die nicht einzeln namentlich genannt werden. Durch die sehr vielseitige Arbeiten für dieses Projekt und auch bei meinen sonstigen Tätigkeiten als wissenschaftlicher Mitarbeiter kam ich mit fast jeder Gruppe des Instituts für Aeroelastik des DLR Göttingen in Kontakt.

Mein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater und Institutsleiter Prof. Dr.-Ing. Tichy, dass Sie mich für Aeroelastik begeistert und an das Institut geholt haben. Durch die umsichtige Betreuung hat das Thema einen Fokus und ich Durchhaltevermögen bekommen. Irgendwann wird sonst jedes Brett zu dick. Vielen Dank an Prof. Dr.-Ing. habil. Breitsamter für den Part als Zweitgutachter und Ihre Arbeiten auf dem Gebiet der Wirbelströmungen, die mir eine wertvolle Basis waren. Vielen Dank auch an Prof. Dr.-Ing. Radespiel für die Übernahme des Vorsitzes der Prüfungskommission sowie für die vielen Vorlesungen während des Studiums bei Ihnen und an Ihrem Institut, bei denen mir notwendiges Wissen vermittelt wurde.

Meinem engsten Kollegen, Guido Voß, möchte ich für die tolle Zusammenarbeit und den Austausch danken. Danke an Jens Neumann, Dr. Thomas Klimmek, René Liepelt und Dr. Yves Govers für die Hilfe bei CFD/CSM und Strukturdynamik. Vielen Dank an meinen Abteilungsleiter, Dr. Holger Mai, für den Freiraum, Deine Unterstützung, Deine Erfahrungen und Arbeiten, die ich nutzen durfte. Großen Dank an Jörg Berold und Christian Stieg für das großartige Modell. Vielen Dank an meine Kollegen Johannes Nuhn, besonders während der schwierigsten Phase vor dem ersten Test, Thomas Büte, Anne Hebler, Benjamin Lütke, Jannis Lübker und Dr. Nils van Hinsberg - auch für Eure Verbesserungsvorschläge. Experimentelle Arbeiten schafft man nie alleine. Dabei möchte ich auch die E-Werkstatt und unseren LTG/PMC Bereich nicht vergessen. Vielen Dank für die vielen geteilten Erfahrungen: Martin Rippl, Dr. Günter Schewe und Dr. Fritz Kießling. Großen Dank an Dr. Ognjan Božić, dass du mir Begeisterung für die Wissenschaft vermittelt hast und mich erste Schritte gelehrt hast. Vielen Dank an alle Schwimmer und alle anderen fürs gelegentliche Abtauchen.

Großen Dank an die Kollegen von AS-EXT Dr. Christian Klein, Dr. Ulrich Henne, Dr. Werner Sachs, Dr. Robert Konrath und Björn Wrede. Eure Arbeit hat meine Erfahrungen und dieses Projekt sehr bereichert und interessanter gemacht. Das Modell und der Versuchsstand wurden bei SHT Göttingen konstruiert und gefertigt. Stellvertretend vielen Dank an Frank Oberdieck für die Konstruktion und Martin Brinsa für die kooperative Zusammenarbeit und geduldige Organisation. Vielen Dank an die wertvolle Arbeit der Versuchsunterstützung. Stellvertretend an Andreas Benkel und Heiko Uhlemann vom DNW Göttingen vielen Dank für den Einsatz und den „Antrieb“ bei den Versuchen.

Meinen unermesslichsten Dank an meine Familie für die Unterstützung, Erziehung, Ausbildung und das Verständnis. Danke, dass ich immer auf Euch und Euren Rückhalt zählen konnte. Zu guter Letzt, Danke an meine Liebe für Geduld, Verständnis, Aufmunterung und Unterstützung - ob nah ob fern.

*Für Felix, Erika und Charlotte*





# Inhaltsverzeichnis

<b>Symbolverzeichnis</b>	<b>xiv</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Motivation . . . . .	1
1.2 Stand der Forschung . . . . .	1
1.2.1 Aeroelastische Untersuchungen an Flügeln höherer Pfeilung . . . . .	2
1.2.2 Vorangegangene Untersuchungen mit aerodynamischem Schwerpunkt . . . . .	4
1.3 Ziel und Aufbau der Arbeit . . . . .	6
<b>2 Physikalische Grundlagen</b>	<b>7</b>
2.1 Stationäres Verhalten der wirbeldominierten Strömung . . . . .	7
2.1.1 Modelle und charakteristischer Aufbau von Wirbeln . . . . .	7
2.1.2 Wirbelströmung an scharfen Vorderkanten schlanker Flügel . . . . .	10
2.1.3 Wirbelströmung an runden Vorderkanten . . . . .	12
2.1.4 Einfluss des Pfeilungswinkels bei nicht-schlanken Flügeln . . . . .	14
2.2 Instationäres Verhalten der Wirbelströmung . . . . .	18
2.2.1 Wirbelzusammenbruch und Buffet . . . . .	18
2.2.2 Bewegungsinduzierte Effekte . . . . .	21
<b>3 Konzept und numerische Vorbetrachtung</b>	<b>24</b>
3.1 Versuchskonzept . . . . .	24
3.2 Geometrie des Modells . . . . .	25
3.3 Numerische Vorbetrachtung der Strömung . . . . .	27
3.3.1 Charakter und Topologie der Wirbel . . . . .	27
3.3.2 Machzahl Einfluss . . . . .	28
3.3.3 Verhalten der Wirbelströmung bei Nickschwingungen . . . . .	30
3.3.4 Instationäre Drücke bei wirbelfreier Strömung . . . . .	31
<b>4 Versuchsaufbau und Auslegung</b>	<b>34</b>
4.1 Windkanal . . . . .	34
4.2 Versuchsstand . . . . .	35
4.3 Windkanalwände und Peniche . . . . .	36
4.3.1 Windkanalwände . . . . .	36
4.3.2 Durchführung des Modells durch die Wand . . . . .	37
4.3.3 Peniche . . . . .	37
4.4 Struktur und Auslegung des Windkanalmodells . . . . .	39
4.4.1 Auslegung des Modells . . . . .	39
4.4.2 Experimentelle Untersuchung der Struktur . . . . .	47
4.5 Messverfahren und Sensorik . . . . .	49
4.5.1 Instrumentierung des Modells . . . . .	49
4.5.2 Messung des Anstellwinkels . . . . .	50
4.5.3 Piezoelektrische Waage . . . . .	51
4.5.4 Optische Messverfahren . . . . .	52

<b>5</b>	<b>Messwertverarbeitung und Analyse</b>	<b>55</b>
5.1	Aufnahme und Verarbeitung der Messwerte . . . . .	55
5.2	Korrektur der Druckdaten basierend auf einer dynamischen Kalibrierung . . . .	57
5.3	Analyse . . . . .	58
5.3.1	Analysemethoden im Frequenzbereich . . . . .	58
5.3.2	Methoden der Analyse der Signalqualität zur Auswertung des spektralen Inhalts der Messdaten . . . . .	60
5.3.3	Filterung und Rekonstruktion . . . . .	61
5.3.4	Energiebilanz pro Periode . . . . .	61
5.3.5	Analysen im Strömungsfeld . . . . .	63
5.4	Messunsicherheiten und Fehlerquellen . . . . .	63
<b>6</b>	<b>Versuchsdurchführung</b>	<b>64</b>
<b>7</b>	<b>Experimentelle Ergebnisse und Diskussion</b>	<b>66</b>
7.1	Ergebnisse bei konstantem Anstellwinkel . . . . .	66
7.1.1	Veränderung mit dem Anstellwinkel . . . . .	66
7.1.2	Einfluss der Machzahl . . . . .	73
7.1.3	Transsonische Strömung . . . . .	74
7.1.4	Einfluss der Reynoldszahl . . . . .	76
7.1.5	Fluktuationen und Wirbelzusammenbruch . . . . .	77
7.2	Ergebnisse bei Nickschwingungen . . . . .	80
7.2.1	Veränderung der instationären Luftkräfte mit dem Anstellwinkel . . . . .	80
7.2.2	Vergleich mit instationären Druckverteilungen bei geringeren Anstellwin- keln . . . . .	85
7.2.3	Variation der Anregungsfrequenz . . . . .	87
7.2.4	Einfluss der Anstellwinkelamplitude . . . . .	90
7.2.5	Transsonische Strömung . . . . .	96
7.2.6	Wirkung der instationären Luftkräfte auf eine schwingende Struktur . . .	98
7.3	Kritische Betrachtung der Sekundäreffekte und deren Auswirkung auf die Ergeb- nisse bei unterschiedlichen Konfigurationen und Messtechniken . . . . .	103
7.3.1	Beschichtung und Transitionsfixierung . . . . .	104
7.3.2	Vergleich zwischen Druckmesstechniken . . . . .	106
7.3.3	Modelldeformation . . . . .	108
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung und Fazit</b>	<b>111</b>
<b>9</b>	<b>Ausblick</b>	<b>113</b>
	<b>Literatur</b>	<b>114</b>
	<b>Verzeichnis der Abbildungen</b>	<b>125</b>
	<b>Verzeichnis der Tabellen</b>	<b>133</b>
<b>A</b>	<b>Zu Kapitel 2</b>	<b>134</b>
A.1	Theoretische Modelle von Wirbeln . . . . .	134
A.2	Anstellwinkelbereiche bei VFE-2 . . . . .	136
<b>B</b>	<b>Zu Kapitel 3 und 4</b>	<b>138</b>
B.1	Analyseroutinen der CFD Ergebnisse . . . . .	138
B.2	Analysen mit ZAERO . . . . .	140

---

B.3	Zu Abschnitt 4.4.2 . . . . .	142
<b>C</b>	<b>Zu Kapitel 5</b>	<b>145</b>
C.1	Beiwerte . . . . .	145
C.2	Statistische Verfahren . . . . .	146
<b>D</b>	<b>Zu Kapitel 7</b>	<b>148</b>
D.1	Zu Ergebnisse bei konstantem Anstellwinkel Abschn. 7.1 . . . . .	148
D.2	Zu Ergebnisse bei Nickschwingungen Abschn. 7.2 . . . . .	154
D.3	Zu Kritische Betrachtung der Sekundäreffekte Abschnitt 7.3 . . . . .	172

# Symbolverzeichnis

## Abkürzungen

AC	Wechselanteil eines Signals
AMIS	Anlage zur Messung instationärer Daten
AS-EXV	Abteilung Experimentelle Verfahren des Instituts für Aerodynamik und Strömungstechnik
CAD	Computer Aided Design
CCD	charge-coupled device
CFD	Computational Fluid Dynamics
CFK	Karbonfaser verstärkter Kunststoff
CSM	Computational Structural Mechanics
DAQ	Data Acquisition
DC	Gleichanteil eines Signals
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
DNW	Stiftung Deutsch-Niederländische Windkanäle
FaUSST	Fortschrittliche aerodynamische UCAV Stabilitäts- und Steuerungstechnologien
FE	Finite Elemente
FFT	Fast Fourier Transformation
FIR	Finite-Impuls-Response (Filter)
HK	Hinterkante
IIR	Infinite-Impuls-Response (Filter)
iPSP	unsteady Pressure Sensitive Paint
IR	Infrarot
IWEX	Instationäres Wirbel Experiment
LCO	limit cycle oscillation
MK	Messkampagne
PIV	Particle Image Velocimetry

---

PyCSM	Python Computational Fluid Dynamics and Computational Structure Mechanics Coupling System
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes Gleichung
RBE	Rigid Body Elemente
SACCON	Stability and Control CONfiguration
SHT	Systemhaus Technik des DLR
SPS	Speicher Programmierbare Steuerung
TD	Transitiondots
TTL	Transistor-Transistor-Logik
TWG	Transsonischer Windkanal Göttingen
UCAV	Unmanned Combat Air Vehicle
URANS	Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes Gleichung
VFE	Vortical Flow Experiment
VK	Vorderkante
WK	Windkanal

### Griechische Symbole

$\alpha$	Anstellwinkel
$\beta$	Prandtl-Glauert Faktor
$\lambda_{ci}$	Drehungsanteil bei <i>Swirl</i> -Kriterium
$\mu$	dynamische Viskosität
$\nu$	kinematische Viskosität
$\omega$	Kreisfrequenz
$\omega$	Wirbelstärke
$\phi$	Pfeilungswinkel
$\phi$	Phase
$\sigma$	Standardabweichung
$\varphi$	Pfeilungswinkel
$\varphi$	Phase
$\Delta$	Amplitude
$\Gamma$	Zirkulation
$\Lambda$	Streckung

**Zeichen und Indizes**

$\hat{\phantom{x}}$	Amplitude
$  $	Amplitude, Norm
$\theta$	mittlerer z.B. Anstellwinkel
$\infty$	Anströmung z.B. Anströmgeschwindigkeit $U_\infty$
$b$	Piezoelektrische Waage
$N$	Normal z.B. zur Vorderkante
$o$	Oberseite
$s, \text{ samp}$	Sampling
$u$	Unterseite
$v$	Entstehung des Wirbels z.B. Position in Tiefenrichtung $x_v$
$_{,\alpha}$	instationärer Beiwert bezogen auf $\alpha$
$ex$	Anregung (Excitation)
$ges$	Norm des Geschwindigkeitsvektors
$pi$	Druckschnitt $i$
$rms$	Schwankungsanteil, Root Mean Square
$rot$	Norm des Geschwindigkeitsvektors in der Laserebene
$*$	Komplex Konjugierte
$\text{Im}()$	Imaginärteil
$\nabla$	partieller Ableitungsoperator z.B. $(\partial/\partial x, \partial/\partial y, \dots)$
$\text{Re}()$	Realteil
$X$	Fouriertransformierte von $x$
$X(f_i)$	Fast Fourier Transformation von $x$ bei Frequenz $f_i$
$X_{Y,\alpha}$	Gradient von $X_Y$ über $\alpha$

**Variablen**

$\Delta c_p$	Differenz des Druckbeiwerts Unterseite zu Oberseite
$\vec{u}$	Geschwindigkeitsvektor der Strömung
$\vec{x}_i$	Position des Markers Nr. $i$
$\vec{x}_{rot}$	Position der Rotationsachse
$a$	Schallgeschwindigkeit

---

$b$	Spannweite
$c$	Flügeltiefe
$c_{fz}$	Beiwert der Normalkraft in $z$ -Richtung
$c_{p,krit}$	kritischer Druckbeiwert
$c_{pw}$	Lokaler Energieeintrag
$c_p$	Druckbeiwert
$d$	Dämpfung
$f$	Frequenz
$f_{ex}$	Anregungsfrequenz
$h$	Helizität
$h$	Hub, heave
$k$	reduzierte Frequenz $k = 2\pi f \cdot 2c/2/U_\infty$
$m$	Masse
$n_{samp}$	Samplings/Periode
$p_{i,cal}(\alpha)$	Stückweise kubisches Hermit Polynom von Marker i, abhängig von $\alpha$
$r$	Radius
$skew$	Schiefe
$std$	Standardabweichung
$t$	Zeit
$u_\Theta$	Umfangsgeschwindigkeit
$rms$	Root Mean Square
$C_D$	Widerstandsbeiwert
$C_L, C_{L,V}, C_{L,P}$	Auftriebsbeiwert, zusätzlicher Wirbelauftrieb, potentialtheoretischer Auftrieb
$C_M, C_{M,y}$	Nickmomentenbeiwert, um y-Achse
$C_{L,\alpha}$	Instationärer Auftriebsbeiwert
$C_W$	Globaler Energieeintrag
$D$	Distortion, Verzerrung
$D/(D+N)$	Distortion zu Distortion und Noise Verhältnis
$E1, E2$	Laserschnittebene 1, 2
$H_{rot}$	Rotationsmatrix

$I$	Trägheit
$K_i$	Skalierungsfaktor für Energie, $K_1 = 1/(\Delta\alpha)^2$
$L_i$	Abstandsmessung durch Laser $i$
$Ma$	Machzahl
$MAC$	Modal Assurance Criterion
$N$	Noise, Rauschen
$P$	Leistung
$Pr$	Prandtl-Zahl
$PSD$	Power Spectral Density
$Re$	Reynoldszahl
$Ro$	Rossby-Zahl
$S$	Flügelfläche
$S$	Signal
$SDR$	Signalverzerrung
$SNDR$	Signal zu Rausch- und Verzerrungsverhältnis
$SNR$	Signal-Rausch Verhältnis
$T_e$	Recovery Temperatur



# 1 Einleitung

## 1.1 Motivation

Bei mittleren bis hohen Anstellwinkeln kann an Flügeln mit größeren Pfeilungswinkeln wirbeldominierte Strömung auftreten. Auf der einen Seite erzeugt diese zusätzlichen Auftrieb und ermöglicht eine höhere Agilität. Auf der anderen Seite können bei dieser Art von Strömung sehr hohe statische wie auch dynamische Lasten entstehen. Schon bei konstantem Anstellwinkel treten unterschiedlich begründete Druckschwankungen auf. Sowohl experimentelle als auch numerische Untersuchungen gestalten sich daher unter diesen Strömungsbedingungen sehr schwierig. Die stationären Derivative, z.B. der Druckbeiwerte, zeigen bei wirbeldominierter Strömung eine stark nichtlineare Abhängigkeit vom Anstellwinkel. Daher sind auch die bewegungsinduzierten Luftkräfte in hohem Maße abhängig von dem jeweils zu Grunde liegenden stationären Zustand. Hierbei treten teilweise sehr hohe Gradienten auf. Diese sind sowohl für die Beurteilung instationärer Lasten bei einer Antwort auf eine externe Anregung als auch für die Analyse der aeroelastischen Stabilität unter solchen Strömungstopologien von entscheidender Bedeutung.

Weiterhin weisen die Wirbelströmungen oder ein Wirbelzusammenbruch teilweise schon bei Untersuchungen mit sich sehr langsam verändernden Bedingungen starke Hysterese-Effekte auf. Für die bewegungsinduzierten Luftkräfte ist ein deutlich verändertes Phasenverhalten im Vergleich zu wirbelfreier Strömung zu erwarten. Für wirbeldominierte Strömungen liegen experimentelle Daten häufig nur von Versuchen vor, bei denen der Fokus auf flugmechanisch relevanten Manövern oder relativ großen Amplituden liegt. Meist wurden nur globale Kräfte und Momente gemessen. Bei anderen Tests wurde die aerodynamische Antwort auf Strukturschwingungen von elastischen Modellen untersucht. Hierbei wurden häufig Grenzzyklusschwingungen (limit cycle oscillations, LCO) untersucht. Der bewegungsinduzierte Anteil der Luftkräfte war jedoch schlecht von dem Anteil, der durch die instationäre Strömung des Wirbels induziert wurde, zu trennen. Daher fehlt eine Aussage über das Verhalten und die Abhängigkeiten der rein bewegungsinduzierten, instationären Luftkräfte bei wirbeldominierter Strömung.

## 1.2 Stand der Forschung

Wirbeldominierte Strömungen, wie sie in dieser Arbeit behandelt werden, können für folgende Konfigurationen und Bauteile relevant sein: Delta- und Lambda-Flügler, höher gepfeilte Hilfsflügel und Stabilisatoren sowie Flugzeuge mit variablem Pfeilungswinkel oder auch die gepfeilten Blattspitzen moderner Helikopterrotoren. Durch die Erhöhung des Pfeilungswinkels der Flügelvorderkante wird neben einer erhöhten Agilität vor allem das Auftreten transsonischer Effekte zu höheren Anströmmachzahlen verschoben. Bei modernen militärischen Luftfahrzeugen dient ein hoher Pfeilungswinkel auch dazu, eine geringere Radarsignatur zu erzielen.

Für diese Arbeit sind bestehende Untersuchungen interessant, die sich mit dem aeroelastischen Verhalten höher gepfeilter Flügel beschäftigen. Auf Grund der Komplexität der Strömungstopologie sind jedoch andere Arbeiten von mindestens ebenso großer Bedeutung, die hauptsächlich die aerodynamischen Aspekten bei wirbeldominierter Strömung betrachten.

### 1.2.1 Aeroelastische Untersuchungen an Flügeln höherer Pfeilung

Ab dem zweiten Weltkrieg wurden an gepfeilten Flügeln umfangreiche aeroelastische Untersuchungen bei Anströmbedingungen durchgeführt, bei denen jedoch keine wirbeldominierte Strömung vorlag. Sie erstreckten sich über einen großen Parameterbereich der Flügelpfeilung, Massenverteilung und Lage der Steifigkeitsachse. Die Torsionsdivergenzgeschwindigkeit nimmt bei Rückwärtspfeilung auf Grund des zudrehenden Effekts, dem wash-out, deutlich zu und ist daher in der Regel unkritisch [1]. Experimentelle und analytische Arbeiten mit gedrehten und schiebenden Flügeln ergaben, dass die Flattergeschwindigkeit mit Erhöhung des Pfeilungswinkels  $\phi$  mit einem Faktor zwischen  $1/\cos \phi$  und  $1/\sqrt{\cos \phi}$  zunimmt [2] (Abb. 1.1). Der Hauptgrund hierfür ist die Abnahme der aerodynamischen Derivative durch die Pfeilung [1] (auch [3], Kapitel 9-8 und [4]). Weiterführende Untersuchungen [5], unter anderem mit einem Deltaflügler [6], verwendeten anstelle einer festen Einspannung, wie in [7], Freikörpermoden. Mit abnehmen dem Verhältnis der Trägheit zwischen Rumpf und Flügel traten vermehrt Flutterformen mit Kopplungen zwischen Starrkörper- und aeroelastischen Moden auf. Dies war z.B. in einigen Flugbereichen des B2 Bombers [8] der Fall.

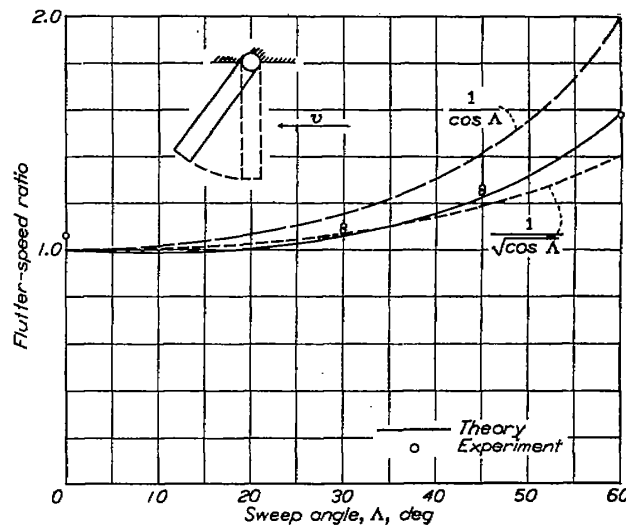


Abbildung 1.1: Flattergeschwindigkeit über Pfeilungswinkel eines Flügels [2]

Zwar gibt es eine große Anzahl unterschiedlichster Untersuchungen auf dem Gebiet der wirbeldominierten Strömung, insgesamt ist jedoch nur eine geringe Anzahl zu bewegungsinduzierten Luftkräften bei wirbeldominierter Strömung vorhanden. Dies gilt insbesondere für Lambda-förmige bzw. stark gepfeilte Flügel. Relevante Experimente beziehen sich entweder auf Deltaflügler oder sind nicht bekannt, da sie eventuell der Geheimhaltung unterliegen. Häufig wurden schlanke Körper mit Pfeilungswinkeln von ca.  $60^\circ$  untersucht. Die Mehrzahl waren Versuche in Niedergeschwindigkeitskanälen. Bei Lambda-Flüglern oder gepfeilten Flügeln liegt im Vergleich zu Deltaflüglern auf Grund der Hinterkantenpfeilung eine Veränderung der Abströmung im Hinterkantenbereich vor (Abschnitt 2.1.4).

Unter dem Einfluss von wirbeldominierter Strömung variieren die instationären Luftkräfte lokal sehr stark und unterscheiden sich deutlich von denen bei wirbelfreier Strömung. Da in den 80er Jahren beim B1 Bomber bei verschiedenen Anströmmachzahlen Grenzyklusschwingungen auftraten, wurden neben den Flugexperimenten zusätzliche Windkanalversuche durchgeführt [9]. Bei einigen Pfeilungswinkeln lagen in einem Anstellwinkelbereich von ca.  $0.5^\circ$  LCOs vor (Abb. 1.2). Hauptsächlich der erste Biegemode des elastischen Modells war an den Schwingungen beteiligt. Dies bewirkte einen dynamischen wash-out Effekt. Die Amplituden der Torsionsverformung lagen an der Flügelspitze bei  $< 1^\circ$ . Es wurden zwei mögliche treibende Mechanismen

genannt: 1. Die Schwingungen könnten rein auf die bewegungsinduzierten Luftkräfte der wirbeldominierten Strömung zurückzuführen sein und durch eine aerodynamische Nichtlinearität - insbesondere in Verbindung mit einem Wirbelzusammenbruch - begrenzt werden. 2. Geringe Störungen, z.B. der Anströmung oder Verformung, könnten hervorrufen, dass ein Wirbelzusammenbruch auftritt und wieder verschwindet. Das Phasenverhalten der resultierenden instationären aerodynamischen Lasten würde zunächst ein aeroelastisch instabiles Verhalten hervorrufen. Bei größeren Amplituden würden jedoch die bewegungsinduzierten Luftkräfte, bzw. eine daraus entstehende Nacheilung des Zusammenbruchs, die Deformationen begrenzen. Einmal würde also ein Wirbelzusammenbruch begrenzend auf die bewegungsinduzierten Luftkräfte wirken. Bei der anderen Erklärung wäre dies umgekehrt. Später wurde die Theorie aufgestellt, dass zwei Wirbel interagieren [10]. Die Daten werden häufig als Referenzexperiment für numerische Untersuchungen herangezogen, bei denen bisher zwar ein ähnlicher Verlauf der Dämpfung über dem Anstellwinkel (Abb. 1.2), jedoch noch kein LCO erzielt wurde [11, 12]. Im Experiment fehlte die Möglichkeit, die Wirbelbildung durch eine Variation der Amplitude und/oder Frequenz gezielt zu beeinflussen.

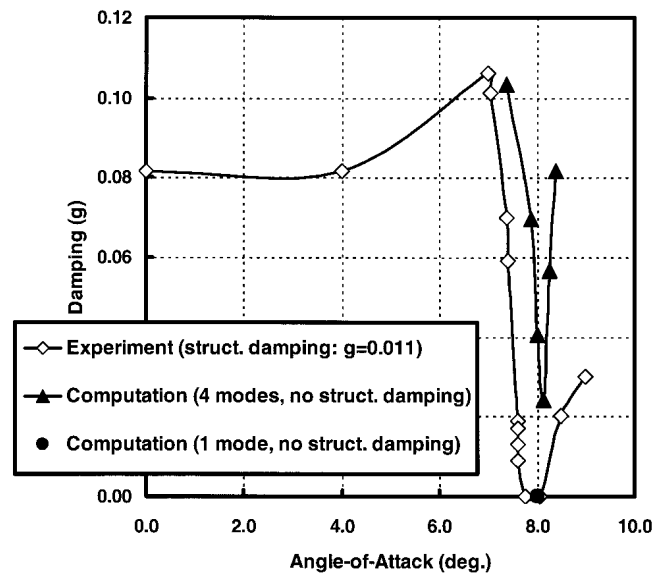


Abbildung 1.2: Dämpfung über Anstellwinkel, Modell des B1 Bombers,  $Ma = 0.975$  [11]

Ähnliche experimentelle und numerische Untersuchungen mit einem gekürzten Deltaflügel unter transsonischen Anströmbedingungen machten zunächst eine Wirbelbildung, ausgehend von der Vorderkante, für die Begrenzung der Amplitude eines LCOs verantwortlich [13]. Der komplexe Schwingungsmodus lag als eine Kopplung zwischen dem ersten Biege- und dem ersten Torsionsmodus vor. Durch den wash-out Effekt wird dies geometrisch unterstützt. Bei den zugehörigen Rechnungen mit einem linearen Strukturmodell wurde dem ersten Biegemodus eine Anfangsgeschwindigkeit als Störung aufgeprägt. Beim Aufklingen der Schwingung eilte die Torsion (zudrehend) der Biegung leicht nach. Mit zunehmender Amplitude und verstärkter Wirbelbildung stellte sich jedoch eine Normalkraft mit entgegengesetzter Phase zur Flügelbiegung ein. Wegen der großen Amplituden wurde ein Strukturmodell, das die geometrische Nichtlinearität berücksichtigte, erstellt. Hierdurch wurden die Amplituden besser wiedergegeben. Es trat jedoch keine Wirbelbildung mehr auf [14]. Dennoch wurde durch diese Arbeit die wirbeldominierte Strömung als primäre aerodynamische Nichtlinearität bei einem instationären Vorgang identifiziert, die hier transsonische Effekte überwogen hat [15].

Cunningham beschreibt Untersuchungen an einem doppelt gestrakten Deltaflügler mit scharfer Vorderkante, dem eine Nickbewegung aufgeprägt wurde [16, 17]. Es wurden Tests bei niedrigen

subsonischen Geschwindigkeiten bis in den hohen transsonischen Bereich durchgeführt. Hierbei wurden folgende Anstellwinkelbereiche beschrieben: Lineares Verhalten, Wirbelbildung, Aufplatzen des Wirbels und voll abgelöste Strömung. Aus den Daten der instationären Tests mit kleineren Amplituden ( $\Delta\alpha = 0.5^\circ$ ) bei Variationen des mittleren Anstellwinkels kann festgestellt werden, dass sich das Vorzeichen des Imaginärteils des Auftriebs in der Regel umgekehrt zu dem des Realteils verhält. Das Auftriebsverhalten eilt der Bewegung also nach. Durch den doppelten Strake waren die Einflüsse auf die Druckverteilung, besonders bei transsonischer Anströmung, schwer voneinander zu trennen und zuzuordnen. Vergleichbare Untersuchungen wurden am High-Speed Civil Transport Modell (HSCT) durchgeführt [18, 19]. Auf Grund der hohen, transsonischen Anströmgeschwindigkeit bildeten sich schon bei moderaten Anstellwinkeln Wirbel aus. Es zeigte sich eine starke Abhängigkeit der Flattergrenze vom Anstellwinkel, sowohl bei subsonischer Anströmung als auch im Bereich, bei dem der transsonische Dip (bei  $\alpha = 0^\circ$ ) identifiziert wurde. Vor allem bei negativen Anstellwinkeln wurde ein Vorderkantenwirbel, der von den Strakes ausging, als destabilisierend ausgemacht.

Weitere Versuche befassten sich mit elastischen oder beweglich aufgehängten Modellen, bei denen entweder erhöhte Schwingungen, also Buffeting, oder flugmechanische Instabilitäten in Form von Wing Rock [20] hervorgerufen wurden. Dabei wirkten folgende Mechanismen: Die Bewegung des Wirbelzusammenbruchs [21], eine breitbandige Erhöhung der Druckschwankungen und das Auftreten dominanter Buffet-Frequenzen durch den Zusammenbruch [22–25], wiederanliegende oder instabile Scherschichten [26] (z.B. Kelvin - Helmholtz Instabilität), zyklische Wirbelablösungen oder Wechselwirkungen bzw. asymmetrische Verteilungen zwischen den Wirbeln der rechten und linken Flügelhälfte [27]. Diese wurden von Gursul für nicht-schlank Deltaflügler, d.h.  $\phi < 60^\circ$ , zusammengefasst [28] (siehe Abschnitt 2.2). In [29] kommt er zu dem Schluss, dass Daten notwendig sind, die Kraft-, Druck- und Strömungsfeld-Untersuchungen umfassen, um das Verständnis und die Simulation von instationären Prozessen von Manövern und Strukturinteraktionen bei wirbeldominierten Strömungen zu verbessern. Weiterhin sollten Rand- und Interaktionseffekte mit Modellaufhängungen und Windkanalwänden erfasst bzw. in den Simulationen berücksichtigt werden. Eine ähnliche Zusammenfassung mit einem Fokus auf flugmechanischen Vorgängen an schlanken Körpern liegt in [30] vor. Ähnliche Schwerpunkte wurden auch bei Flugversuchen mit der X-31 [31] oder der F16-XL (Cranked Arrow Wing Aerodynamics Project - CAWAP) [32] und zugehörigen numerischen Simulationen bzw. Windkanalversuchen gewählt. Flugmechanische Untersuchungen zielten in der Regel darauf ab, Ersatzmodell bzw. nichtlineare Formulierungen der aerodynamischen Einflüsse zu definieren [33–35]. Dabei werden in der Regel Amplituden von einigen Grad gewählt. Bei den Modellen und Analysen wird teilweise auf eine Linearisierung zurückgegriffen, sodass Versuche mit geringeren Amplituden durch den tieferen Einblick in die Veränderungen der strömungsmechanischen Vorgänge einen Beitrag liefern können.

### 1.2.2 Vorangegangene Untersuchungen mit aerodynamischem Schwerpunkt

Vorderkantenwirbel weisen eine hohe Sensitivität hinsichtlich der Vorderkantengeometrie bzw. deren Radius auf [36, 37]. Während bei scharfen Vorderkanten die Position der Ablöselinie des Wirbels fixiert ist, kann diese bei runden Vorderkanten variieren. Im Rahmen der VFE und VFE-2 Projekte wurden umfangreiche experimentelle und numerische Untersuchungen an Deltaflüglern mit  $65^\circ$  Vorderkantenpfeilung und scharfer bzw. verschiedenen runden Vorderkanten durchgeführt [38, 39]. Zusätzlich wurden an dieser Konfiguration transsonische Effekte, wie parallel zur Wirbelachse verlaufende Stöße, untersucht [40, 41].

Die Arbeiten an derartigen Konfigurationen wurden im Rahmen des DLR Projektes AeroSUM [42, 43] fortgeführt. Die Untersuchungen wurden insbesondere um Steuerflächen und insta-

tionäre Vorgänge, wie etwa eine Rollbewegung, erweitert. Bei dem Nachfolgeprojekt SikMa [44] lag der Schwerpunkt auf der zusätzlichen Kopplung mit flugmechanischen und aeroelastischen Vorgängen. Die Untersuchungen beinhalteten auch Windkanalversuche mit der X-31 Geometrie, an die sich die anderen Tests anlehnten.

Im Rahmen des Nachfolgeprojektes UCAV-2010 wurde ein generischer Lambda-Flügler, ein hochagiles Unmanned Combat Air Vehicle (UCAV), entworfen. Daran wurden sowohl numerische als auch experimentelle Untersuchungen, vom Entwurf und der Auslegung einer Variante in Realgröße bis hin zu Detailuntersuchungen an Windkanalmodellen, durchgeführt. Das DLR-F17 oder SACCON Modell (Stability And Control CONfiguration) wird außerdem in mehreren Arbeitsgruppen der „NATO Science and Technology Organisation“ als Testobjekt verwendet [45, 46]. Der Radius variiert entlang der Vorderkante: Scharf am Apex (Modellspitze), rund am Kink des Hauptflügels übergehend in scharf an der Flügelspitze. Hierdurch entstehen drei unterschiedliche Wirbel, die mit Erhöhung des Anstellwinkels miteinander verschmelzen. Neben der Variante für Niedergeschwindigkeitswindkanäle gibt es ein Modell für transsonische Windkanäle (DLR-F17E) [47]. Es kann durch austauschbare Einsätze, mit und ohne Einlauf, für die Untersuchung der Wirbelbildung in Verbindung mit einer Triebwerksströmung genutzt werden. Beide Modelle sind Vollmodelle und es besteht die Möglichkeit, feste Klappeneinsätze zur Ermittlung von Klappeneffektivitäten zu verwenden. Im Nachfolgeprojekt FaUSST (Fortschrittliche aerodynamische UCAV Stabilitäts- und Steuerungs-Technologien) wurde eine leicht adaptierte Variante des Niedergeschwindigkeitsmodells, das DLR-F19 Modell, gefertigt. Die Niedergeschwindigkeitsmodelle werden u.a. für Manöversimulationen genutzt, bei denen globale Kräfte ermittelt werden. In deren Abhängigkeit werden aerodynamische Ersatzmodelle zur Bewertung von Handling Qualities und Erstellung von Flugreglern gebildet. Die größten Unsicherheiten bestehen bei der Vorhersage der Umströmung und Anströmung der Klappen im wirbeldominierten Flugbereich. Schütte fasst in [48] viele der genannten Arbeiten des DLR und deren Hauptaussagen zusammen und legt einen Schwerpunkt auf die Wirbelentwicklung an runden Vorderkanten bei stationärem Anstellwinkel (Abschnitt 2.1.3).

Ähnliche Untersuchungen wurden am Boeing 1301 und 1303 UCAV Modell und Adaptionen von deren Geometrie durchgeführt [33, 35, 49]. Jene Konfiguration ähnelt der X-45A. Eine ähnliche Geometrie wurde außerdem bei dem Smart Wing Project [50, 51] verwendet, bei der eine adaptive Hinterkantengeometrie an Stelle einer Klappe untersucht wurde. Das Design basierte auf einem UCAV Projekt von Northrop Grumman.

Die im Folgenden vorgestellte Untersuchung wurden im Rahmen der DLR Projekte FaUSST und dessen Nachfolger Mephisto (kein Akronym) durchgeführt. Das Windkanalmodell IWEX (Instationäres Wirbel Experiment) beruht auf einer Adaption der F17/SACCON Geometrie.

## 1.3 Ziel und Aufbau der Arbeit

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der experimentellen Untersuchung von bewegungsinduzierten Luftkräften durch wirbelbehaftete Strömungen bei zwangserregten Nickschwingungen. Ein wichtiger Aspekt sind hierbei die Abhängigkeit vom stationären Ausgangszustand und das Verhalten bei einer Veränderung der Anregungsfrequenz. Im Mittelpunkt stehen aeroelastisch relevante Bewegungsamplituden und die entstehenden instationären Druckverteilungen und Kräfte. Sekundäreffekte, die z.B. durch die Transition hervorgerufen werden, sollen zwar betrachtet, jedoch nur eingehender untersucht werden, falls sie das grundsätzliche Verhalten der instationären Luftkräfte verändern könnten.

Im Folgenden wird die Planung, Auslegung, Durchführung und Auswertung der Windkanaluntersuchungen beschrieben. Das Windkanalmodell IWEX ist ein Halbmodell eines Lambda-Flüglers mit durchgängig runder Vorderkante. Diesem wird eine Nickbewegung um eine Achse normal zur Anströmrichtung aufgeprägt. Der Schwerpunkt liegt auf Amplituden von  $< 1^\circ$  bei einer maximalen Anströmmachzahl von  $Ma = 0.7$ .

In Kapitel 2 folgt eine kurze Zusammenstellung relevanter theoretischer Grundlagen.

Kapitel 3 beinhaltet eine Beschreibung des erarbeiteten Versuchskonzeptes. Dies umfasst sowohl die Hintergründe für die Auswahl des Konzeptes des Versuchsaufbaus als auch der Modellgeometrie. Von entscheidender Bedeutung waren auch numerische Vorbetrachtungen der wirbelbehafteten Strömungstopologie und der aerodynamischen Beiwerte bei konstantem und oszillierendem Anstellwinkel.

In Kapitel 4 wird der Aufbau, die Konstruktion und die Auslegung des Versuchsstands, der neuen Windkanalwände und des Windkanalmodells dargelegt. An dieser Stelle werden auch die Ergebnisse verschiedener Vortests beschrieben. Die Grundlagen der verwendeten Messtechniken und deren Einsatz werden erläutert bzw. auf relevante Literatur verwiesen.

In Kapitel 5 werden die Verfahren dargelegt, die zur Verarbeitung der Messwerte und deren Analyse verwendet werden.

In Kapitel 6 wird der Ablauf der Versuchskampagnen und deren Schwerpunkte beschrieben.

Kapitel 7 umfasst die experimentellen Ergebnisse und deren Diskussion. Es gliedert sich in die Beschreibung der Parametervariationen bei konstantem und bei oszillierendem Anstellwinkel. Zum einen wurden instationäre Drücke sowie globale Kräfte und Momente gemessen. Zum anderen erfolgten optische Verformungsmessungen. Durch die Abteilung Experimentelle Verfahren des Instituts für Aerodynamik und Strömungstechnik (AS-EXV) wurden Messungen der Oberflächendrücke mit instationärer drucksensitiver Farbe (iPSP) und des Strömungsfeldes mit Hilfe von Particle Image Velocimetry (PIV) durchgeführt. Die Ergebnisse wurden im Rahmen dieser Arbeit analysiert und ausgewertet.

In Kapitel 8 folgt eine Zusammenfassung und ein Fazit der vorgenommenen Untersuchungen und deren Ergebnisse.

Kapitel 9 enthält einen Ausblick und Anregungen für zukünftige Untersuchungen.

Der Anhang beinhaltet zusätzliche Abbildungen und Tabellen. Außerdem enthält er Beschreibungen und Erläuterungen einzelner Arbeitsschritte. Sie sind zwar von entscheidender Bedeutung für das erfolgreiche Gelingen der Arbeit und der Versuche, jedoch nicht zwangsweise für das Verständnis der erzielten Ergebnisse.

## 2 Physikalische Grundlagen

Dieses Kapitel beinhaltet eine Zusammenstellung relevanter Grundlagen zu wirbeldominierter Strömung. Es dient dazu, die Ergebnisse dieser Arbeit besser verstehen und in einen allgemeinen, von der Konfiguration unabhängigen, Kontext einordnen zu können. Hierbei wird auf den Unterschied zwischen runden und scharfen Vorderkanten sowie zwischen schlanken und nicht-schlanken Flügeln eingegangen. In Bezug auf wirbeldominierte Strömung werden Flügel mit Pfeilungswinkeln von mehr als  $50^\circ$  [28] bis  $60^\circ$  [52] als schlank bezeichnet. Es folgen kurze Erläuterungen zum instationären Verhalten von Wirbeln und dem Wirbelzusammenbruch. Wie zuvor erwähnt, muss überwiegend auf Erkenntnisse zurückgegriffen werden, die an Deltaflüglern gewonnen wurden. Unterschiede bei Lambda-förmigen Flügeln werden aufgezeigt.

### 2.1 Stationäres Verhalten der wirbeldominierten Strömung

Die wirbeldominierte Strömung an einem stärker gepfeilten Flügel ist grundsätzlich instationär bzw. es werden instationäre Effekte hervorgerufen. Sie kann jedoch in gemittelter Form als stationär betrachtet werden, insbesondere da manche Effekte als periodische Schwankungen um feste Positionen auftreten. Beispielsweise werden Interaktionen zwischen der Grenzschicht und der Scherschicht des ablösenden Wirbels selbst in gemittelten Aufnahmen als stationäre Strukturen sichtbar, auch wenn dies ein turbulenter Vorgang ist [26]. Es muss jedoch hervorgehoben werden, dass das gemittelte Strömungsbild eines Wirbels von dem eigentlichen instantanen abweicht. Auch eine Betrachtung der Schwankungsanteile liefert nur eine Aussage über das Propagieren der Fluktuationen entlang des gemittelten Verlaufs der Strömung.

Bevor spezifisch auf das stationäre Verhalten bei wirbeldominierter Strömung an gepfeilten Flügeln eingegangen wird, folgt zunächst eine grundlegendere Beschreibung von Wirbelströmungen.

#### 2.1.1 Modelle und charakteristischer Aufbau von Wirbeln

Eine allgemein gültige Definition eines Wirbels ist nicht möglich [53]. Daher muss auf den Vergleich mit Modellen bzw. die Erfüllung von Kriterien oder die Ähnlichkeit zu bekanntem Verhalten zurückgegriffen werden. Dies ist besonders für die Detektion von Wirbeln im Strömungsfeld und die Abgrenzung zu anderen Effekten, wie z.B. Turbulenz oder Ablöseblasen, entscheidend. In größerem Umfang wurde dies im Zusammenhang mit Detektionskriterien im Rahmen der zweiten Versuchskampagne [54] oder in [55] dargelegt.

Weder eine bestimmte Wirbelstärke  $\vec{\omega}$  noch die Helizität  $h$  der Strömung mit dem Geschwindigkeitsvektor  $\vec{u}$  sind hinreichend für die Definition eines Wirbels.

$$\vec{\omega} = \nabla \times \vec{u} \quad (2.1)$$

$$h = \vec{u} \cdot \vec{\omega} \quad (2.2)$$

Treffender wäre die Drallstärke um ein System, das sich mit der Kernachse des Wirbels translatorisch mitbewegt. Dies wird z.B. beim *Swirling strength* Kriterium verwendet [56]. Chakraborty [53] vergleicht unterschiedliche Wirbelkriterien miteinander und definiert Bedingungen für die Identifikation eines Wirbels und die Anwendung von Detektionskriterien. Es lassen sich folgende Bedingungen und die Grundlagen, zumindest der lokalen Kriterien, zusammenfassen:

- Invarianz hinsichtlich einer Galilei-Transformation, d.h.  $\vec{u}_{\text{System 1}} = \vec{U} + \vec{u}_{\text{System 2}}$ : Es muss also eine Invarianz gegenüber der Euler- oder Lagrange-Betrachtungsweise vorliegen.
- Lokale Wirbelströmung im mitbewegten System (translatorisch) des Wirbels: Es muss ein Mindestmaß an Wirbelstärke im Verhältnis zur Streckung entlang der Wirbelachse vorliegen bzw. der Rotations- muss den Verzerrungsanteil der Strömung überschreiten [57].
- Orbitale Kompaktheit: Das Auseinanderdriften/ Zusammenlaufen unterschiedlicher Partikel muss begrenzt sein. Hieraus lassen sich verschiedene Stabilitätsbetrachtungen ableiten.
- Im Wirbelkern verlaufen die Geschwindigkeit und die Hauptachse der Wirbelstärke parallel zueinander.

Im Folgenden werden zunächst analytische Modelle von Wirbelströmungen beschrieben. Durch diese wird ersichtlich, dass bei einem Wirbel sowohl viskose als auch potentialtheoretische Effekte zusammenwirken, die die entstehenden Kräfte und Strömungsgeschwindigkeiten hervorrufen. Eine genauere Beschreibung befindet sich im Anhang A.1.

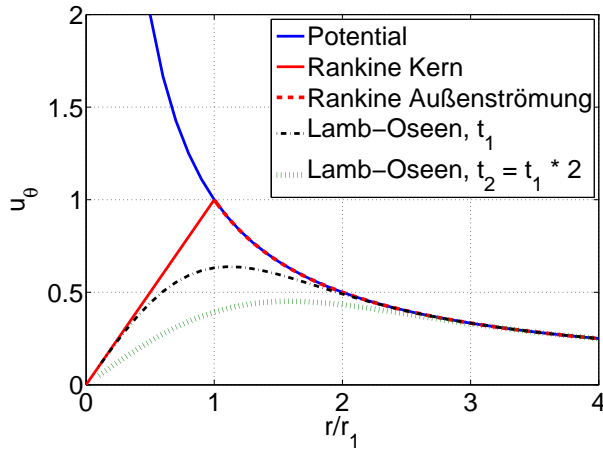


Abbildung 2.1: Umfangsgeschwindigkeit über Radius, unterschiedliche Wirbelmodelle

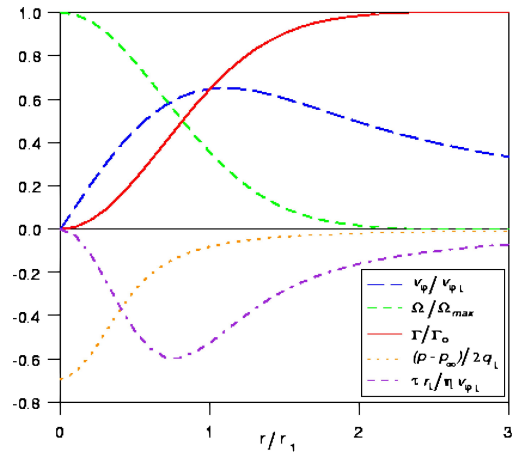


Abbildung 2.2: Verlauf von Parametern über Radius, Lamb-Oseen Wirbel [58]

Ein Potential Wirbel entspricht einem singulären Punkt mit der Zirkulation  $\Gamma_0$ . Die Umfangsgeschwindigkeit ( $u_\theta$ ) fällt reziprok mit dem Radius ab (Abb. 2.1).

Bei einem Rankine Wirbel wird der singuläre Punkt durch einen viskosen Kern ersetzt, der eine Starrkörperrotation vollführt. Die Wirbelstärke ist somit innerhalb des Kernradius ( $r_1$ ) konstant und außerhalb gleich Null. Die Zirkulation steigt bis zum Kernrand quadratisch an.

Ein Lamb-Oseen Wirbel entstammt der Lösung der instationären Navier-Stokes Gleichung ohne Turbulenz. Der Ausgangszustand ist ein Potential Wirbel. Mit der Zeit weitet sich der Kern durch viskose Diffusion auf. Hierdurch ergibt sich am Rand ein glatter Übergang der Wirbelstärke. Der Wirbel kann somit als viskose Form eines Rankine Wirbels betrachtet werden. Die Abbildung 2.2 zeigt die Verteilung verschiedener Parameter. Durch das Gleichgewicht zwischen Trägheits-, Druck- und viskosen Kräften liegt im Wirbelkern der geringste Druck und die maximale Wirbelstärke, jedoch keine Umfangsgeschwindigkeit vor. Der Parameter  $r_1$  entspricht dem Radius der maximalen Umfangsgeschwindigkeit.

Ein Burgers Wirbel hingegen entstammt einer stationären, dreidimensionalen Lösung der Navier-Stokes Gleichung. Es wird ein Zusammenhang zwischen dem Verzerrungsanteil und dem Rotationsanteil aufgestellt: Eine radiale Expansion bewirkt eine Verringerung der axialen Geschwindigkeit und umgekehrt. Es liegt ein exponentieller Zusammenhang zwischen der



Umfangsgeschwindigkeit und der Verzerrung vor. Der Lamb-Oseen und der Burgers Wirbel werden auch für Stabilitätsanalysen der Wirbelströmung verwendet [59, 60]. Kleine Anfangsstörungen führen zu einer abrupten Erweiterung des Wirbels und häufig auch des Kerns. Dies wird als Wirbelzusammenbruch bezeichnet (Abschnitt 2.2).

### Aufbau realer Wirbel

Reale Wirbel sind in der Regel turbulent. Die Geschwindigkeitsverläufe weisen also auch wechselnde radiale Komponenten auf. Abbildung 2.3 zeigt schematisch einen Wirbelquerschnitt. Er wurde anhand von Laserlichtbildschnitten an einem Deltaflügler erstellt (Abb. A.1). In den Referenzen [30] und [61] wird ein Wirbel in folgende Bereiche unterteilt:

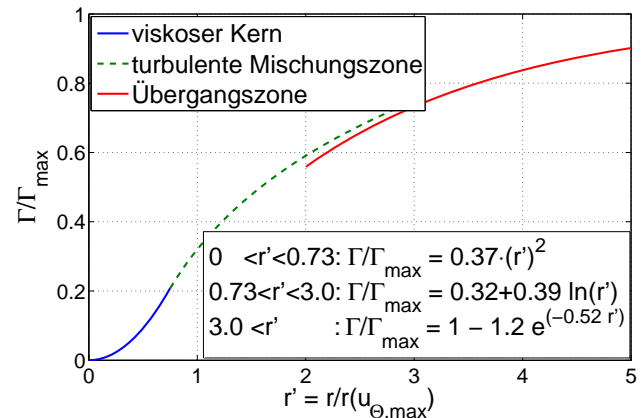
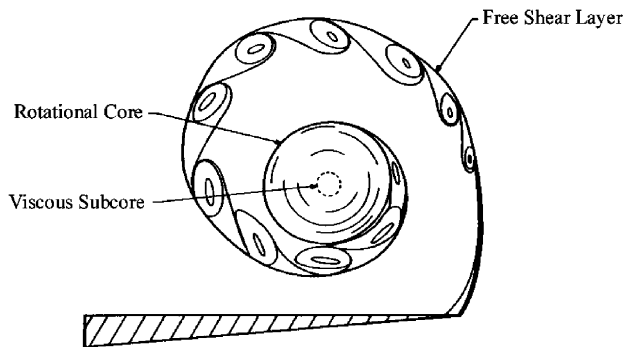


Abbildung 2.3: Querschnitt durch einen Wirbel [30], Region 1 - 3 von Abb. 2.4

Abbildung 2.4: Zirkulation, experimentelle Parameter nach [61]

1. In der Mitte befindet sich ein viskoser Kern, der quasi eine Starrkörperrotation durchführt und eine relativ ebene Strömung aufweist (Rankine Wirbel). Hier liegen sehr hohe axiale Geschwindigkeiten vor.
2. Um diesen herum liegt eine stark turbulente Mischungszone mit stark diffusen Anteilen. Hier befindet sich der steilste Anstieg der Zirkulation und damit auch die größte tangentielle Geschwindigkeit (wie Lamb-Oseen oder Burgers Wirbel).
3. Weiter außen erstreckt sich die Übergangszone, die von der aufrollenden Scherschicht geprägt ist. Sie kann je nach Form und Ausdehnung stark variieren und weist teilweise hohe Wirbelstärken, jedoch auch starke Geschwindigkeitsschwankungen auf. In ihr werden die Interaktionen mit der Grenzschicht des Flügels, die an der Ablöselinie entstehen, propagiert. Diese werden u.a. auf lokale dreidimensionale Kelvin-Helmholtz Instabilitäten der Scherschicht zurückgeführt und wurden sowohl bei niedrigen wie auch höheren Reynoldszahlen beobachtet [26].
4. Der Wirbel geht über in eine wenig beeinflusste Außenströmung mit quasi konstanter Zirkulation, wie bei einem Potential Wirbel. Bei turbulenter Strömung fällt sie jedoch geringer aus als der maximal theoretisch mögliche Wert. Bei gerade aufgerollten „frischen“ Wirbeln kann dieser Übergang relativ abrupt bzw. sprunghaft erfolgen und ist auf Grund des Übergangs gut zu erkennen. Mit zunehmender Lauflänge wird dieser Übergang durch Diffusion glatter (siehe Lamb-Oseen Wirbel).

Die Geschwindigkeitsverteilung ähnelt dem bekannten Verlauf z.B. des Lamb-Oseen Wirbels. In Abbildung 2.4 ist eine gemessene Zirkulationsverteilung nach den Werten von [61] abgebildet. Die Werte wurden im Nachlauf eines rotierenden Rotorblattes gemessen. Für Starrflügler wurden beim logarithmischen Anteil (Bereich 2.), statt des Faktors 0.39, Werte bis 0.50 angegeben.

### 2.1.2 Wirbelströmung an scharfen Vorderkanten schlanker Flügel

Besonders umfangreich wurde das Verhalten von Wirbeln und der zusätzliche Wirbelauftrieb an schlanken Körpern mit scharfen Vorderkanten untersucht. In einem späteren Abschnitt wird dieses noch für runde Vorderkanten dargestellt (z.B. Abb. 2.11).

#### Auftrieb

Der lineare Auftriebsanstieg ( $dC_L/d\alpha$ ) an einem schlanken Körper (Streckung  $\Lambda = b^2/S < 1$ ) lässt sich zusammen mit der Korrektur nach Prandtl-Glauert ( $\beta$ ) berechnen. Die angegebenen Werte des Auftriebsanstiegs wurden für die Streckung einer Vollmodellvariante von IWEX von  $\Lambda = 3.13$  bei  $Ma = 0.5$  unter Annahme einer ebenen Platte berechnet. Die gemessenen Werte des Windkanalmodells lagen bei  $dC_L/d\alpha \approx 3$ .

$$dC_L/d\alpha = \frac{\pi}{2\beta} \Lambda = 5.67 \quad (2.3)$$

$$\beta = \sqrt{1 - Ma^2} \quad (2.4)$$

Für den linearen Auftriebsanstieg eines gepfeilten, nicht-schlanken Flügels [62] mit dem Pfeilungswinkel  $\varphi$  an der 50% Linie oder der maximalen Dicke besteht folgende Gleichung:

$$dC_L/d\alpha = \Lambda \frac{2\pi}{2 + \sqrt{\left(\frac{\Lambda\beta}{K}\right)^2 \left(1 + \frac{\tan^2\varphi}{\beta^2}\right) + 4}} = 3.01 \quad (2.5)$$

$$K = \frac{dC_L/d\alpha_{\text{Profil}}}{2\pi} \quad (2.6)$$

Durch Wirbelbildung an der Vorderkante eines Deltaflügels wird zusätzlich Wirbelauftrieb erzeugt ( $C_{L,V}$ , Abb. 2.5). Der Gesamtauftrieb übersteigt dadurch häufig den linearen Auftrieb.

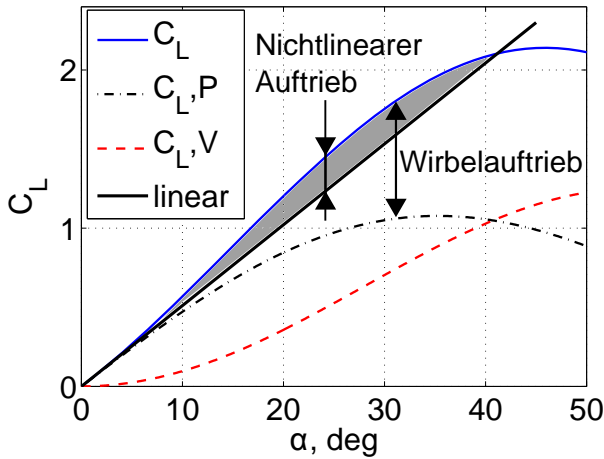


Abbildung 2.5: Auftriebsanteile nach Polhamus,  $K_P(53^\circ) = 2.8$ ,  $K_V(53^\circ) = 3.25$  aus [63],  $\Lambda = 3.13$

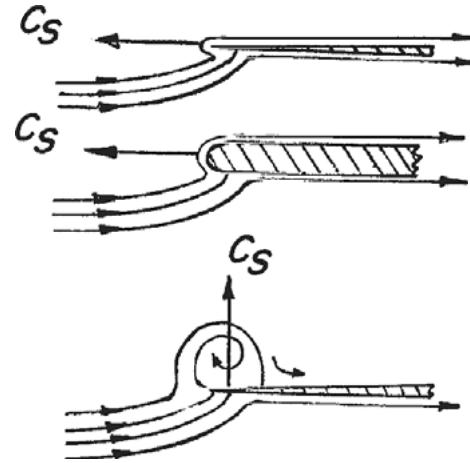


Abbildung 2.6: Analogie des Vorderkantensogs

Der Wirbelauftrieb lässt sich basierend auf der Analogie des Vorderkantensogs von Polhamus [63] berechnen. Wie die Saugspitze an einer umströmten Nase erzeugt die Umströmung des Wirbels an einem Deltaflügel eine Sogwirkung. Sie ist durch die Form des Wirbels jedoch nicht nach vorne, sondern normal zur Oberfläche gerichtet (Abb. 2.6). Der Gesamtauftrieb ( $C_L$ ) ergibt sich durch die Lösung der Potentialgleichung ( $C_{L,P}$ ) mit einer Kutta-Bedingung an der Vorderkante und dem zusätzlichen Anteil durch den Wirbel.

$$C_L = C_{L,P} + C_{L,V} \quad (2.7)$$

$$C_{L,P} = K_P(\varphi) \sin \alpha \cos^2 \alpha \quad (2.8)$$

$$C_{L,V} = K_V(\varphi) \sin^2 \alpha \cos \alpha \quad (2.9)$$

### Topologie und Verhalten der Wirbelströmung

Die Wirbelströmung entsteht oberhalb eines bestimmten Anstellwinkels durch das Ablösen der Strömung an der Vorderkante (Abb. 2.7.a). Bei scharfen Vorderkanten (VK) ist die Ablöselinie dort fixiert. Die Abbildung 2.7 stellt, analog zur Abströmfläche an der Hinterkante (HK) eines Flügels, den Wirbel als aufrollende Wirbelflächen dar, die die Wirbelstärke transportieren.

Bei schlanken Körpern mit scharfer Vorderkante tritt eine Wirbelbildung teilweise schon bei sehr geringen Anstellwinkeln auf. Bei scharfen Vorderkanten bildet sich der Wirbel häufig sehr nahe des Apex (vorderste Spitze des Deltaflüglers) und wandert mit steigendem Anstellwinkel stromaufwärts. Da sich der Radius des Wirbels in Strömungsrichtung aufweitet, bildet sich ein tütenförmiger Wirbel aus (siehe Burgers Wirbel). Die Stärke und Position hängen hauptsächlich vom Anstellwinkel, der Machzahl und dem Pfeilungswinkel ab. Mit zunehmendem Anstellwinkel oder abnehmender Pfeilung weitet sich der Wirbel auf und die Wiederanlegelinie wandert Richtung Flügelmitte. Außerdem entfernt sich der Wirbelkern weiter von der Oberfläche. Durch beide Effekte wird der Wirbel nicht mehr so stark von der Strömung, die von der Vorderkante abgeht, gespeist und wird schwächer. Eine Erhöhung der Machzahl [41] verschiebt die Effekte zu geringeren Anstellwinkeln und Kompressibilitätseffekte führen zu einem größeren Auftriebsanstieg. Da die Wirbelachse Richtung Flügelachse verschoben wird, fällt außerdem das Druckminimum unterhalb des Kerns schwächer aus. In der Regel wird das Wirbelfeld größer und weist somit schwächere Druckgradienten auf. Die Saugspitze an der Nase ist am stärksten von Kompressibilitätseffekten beeinflusst und bricht, wie bei Flügeln ohne Wirbelströmung, bei geringeren Anstellwinkeln zusammen [65]. Wie bei diesen sinkt somit auch der maximale Auftrieb.

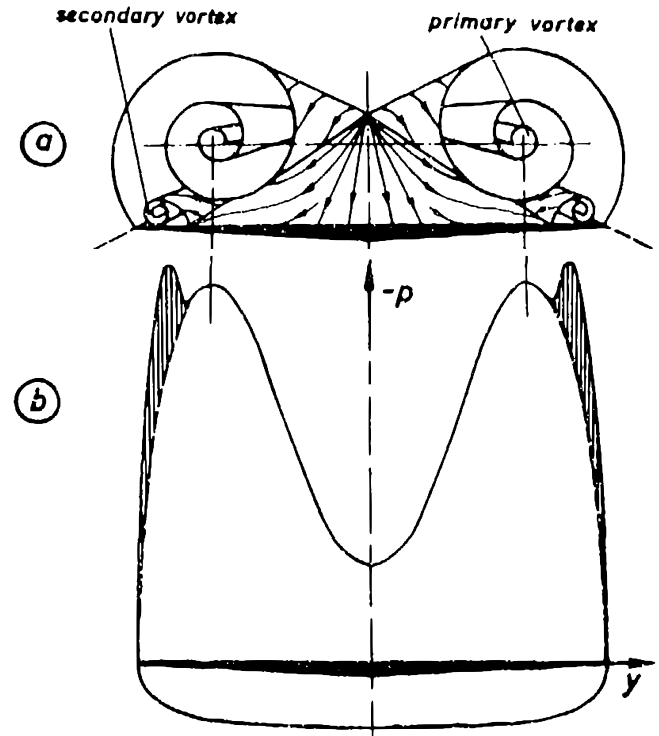
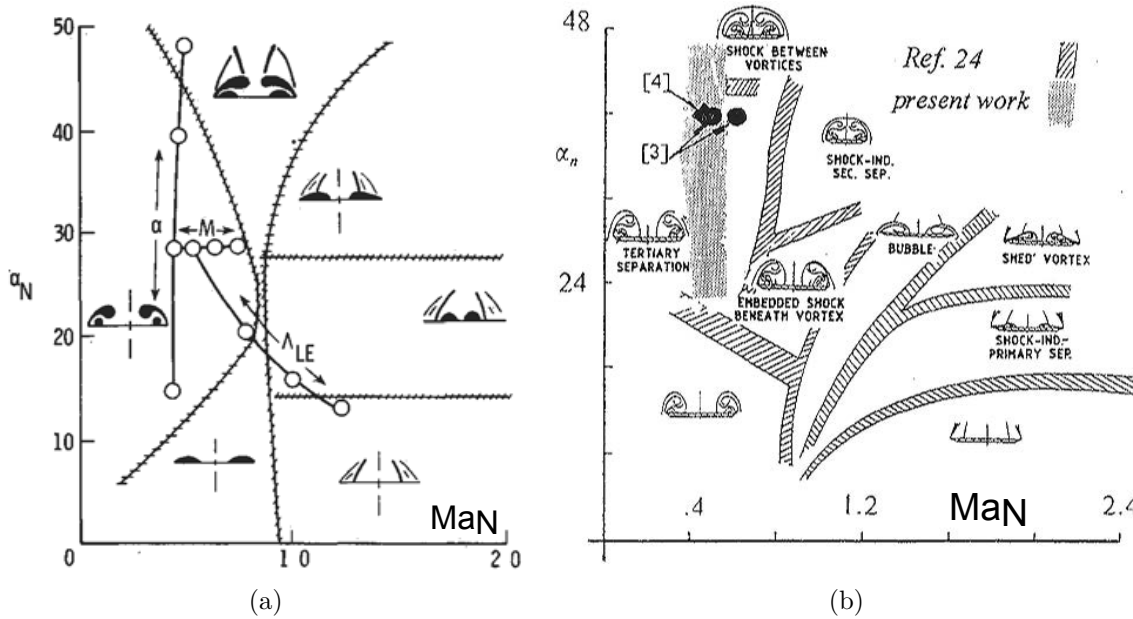


Abbildung 2.7: a) Primär- und Sekundärwirbel  
b) Druckverteilung [64]

Mit steigender Machzahl treten außerdem vermehrt Stoßeffekte auf, die die Strömungs- und Wirbeltopologie verändern (Abb. 2.8).  $Ma_N$  und  $\alpha_N$  stellen die Anströmmachzahl und den Anstellwinkel normal zur Vorderkante dar. Bei einer Überschallvorderkante wandert die Ablöselinie mit steigender Machzahl oder reduziertem Pfeilungswinkel Richtung Flügelmitte. Oberhalb der Stanbrook-Squire Grenze ( $Ma_N \approx 1$ ) verändert sich die Strömung von abgelöster in anliegende Strömung. Stattdessen treten stoßinduzierte Ablösungen auf [66]. Es wurden verschiedene Topologien gefunden, die u.a. Ablöseblasen und/oder Stöße mit und ohne Wirbelablösung enthalten. Diese Grenze bzw. Korrelation wurde später auch auf Unterschallströmungen erweitert und bezeichnet die Trennung, abhängig von  $\alpha_N$ , zwischen anliegender und abgelöster Strömung mit Wirbelbildung an der Vorderkante. Unterhalb der Grenze liegt anliegende Strömung bzw. Strömung mit einer Ablöseblase [67] an der Vorderkante vor. Es existieren Korrelationen für scharfe und runde Vorderkanten [68]. Die Verläufe der Grenzen variieren je nach Vorderkanten-geometrie, Profildicke, den Anströmbedingungen und dem Ablöseverhalten der Strömung. Häufig bilden sich neben Primärwirbeln auch noch Sekundär- (Abb. 2.7.a) und Tertiärwirbel.



Abbildungung 2.8: Strömungstopologien abhängig von  $Ma_N = Ma_\infty(1 - \sin^2 \varphi \cdot \cos^2 \alpha)^{1/2}$  und  $\alpha_N = \arctan(\tan \alpha / \cos \varphi)$  [66], 2.8(a): Dünner Flügel, scharfe Vorderkante [67], 2.8(b): Scharfe Vorderkante, aus [41]

Sie entstehen durch die Ablösung der Grenzschicht zwischen der Flügeloberfläche und dem Primärwirbel. Dort ist die Strömung nach außen Richtung Flügelvorderkante gerichtet. Auf Grund des positiven Druckgradienten löst die Strömung ab und bildet einen Sekundärwirbel mit entgegengesetzter Drehrichtung. Der Primärwirbel an einer scharfen Vorderkante wird nur geringfügig von der Reynoldszahl beeinflusst. Die Transition findet in der Regel direkt an der Vorderkante statt. Die Druckverteilungen eines Primär- und Sekundärwirbels zeigen typische Druckminima unterhalb der Wirbelkerne (Abb. 2.7.b).

### 2.1.3 Wirbelströmung an runden Vorderkanten

Der maximale Auftrieb an einem Profil hängt neben der Machzahl vom Nasenradius, dem Dickenverhältnis und der Reynoldszahl ab [69] (Abb. A.2). Hierdurch wird beeinflusst, bei welchem Anstellwinkel und mit welchem Charakter die Strömung vom Flügel ablöst und der Auftrieb zusammenbricht. Hingegen wird durch die Bildung von wirbeldominierter Strömung bei der Ablösung ein zusätzlicher Auftriebsanteil erzeugt.

Elsenaar stellt einen Zusammenhang zwischen einer geschlossenen und offenen Ablösung auf [70]. Eine dreidimensionale, geschlossene Ablöseblase und eine offene Ablösung, die eine Wirbelfläche bildet, weisen beide eine strömungsparallele Wirbelstärke, die Auftrieb erzeugt, auf. Bei der sanften blasenartigen Ablösung kürzt sich dieser durch den umgekehrten Anteil beim Wiederanlegen heraus. Es entsteht nur ein Totaldruckverlust. Bei der offenen Ablösung kürzt sich der Anteil nicht heraus. Somit wird Auftrieb erzeugt. Die offene Ablösung an runden Vorderkanten ist damit ein Spezialfall einer Ablösungserscheinung. Durch die strömungsparallele Wirbelstärke ist der Bezug zur Analogie des Vorderkantensogs an einer scharfen Kante nach Polhamus (Abschnitt 2.1.2) hergestellt. Auch die stoßinduzierte Ablösung fügt nur einen zusätzlichen Effekt hinzu. Das Aufrollen zu einer stabilen Wirbelströmung ist auf die unterschiedliche Krümmung der wandnahen und entfernten Stromlinien zurückzuführen. Der spannungswichtige Druckgradient induziert eine nach „außen“ gerichtete Geschwindigkeitskomponente. In der Grenzschicht ist die Geschwindigkeitskomponente in Strömungsrichtung geringer als außerhalb. Zu einer Ablöselinie verlaufen die Wandstromlinien tangential. Nahe der Flügeloberfläche

sind die Stromlinien stärker in Richtung Flügelspitze gekrümmt als weiter entfernt. Stromab der Ablöselinie rollt sich hierdurch die Strömung auf. Dies lässt sich anhand von Messung der Geschwindigkeitsvektoren in der Grenzschicht nachvollziehen (Abb. A.3) [71]. Es ergibt sich somit eine starke Abhängigkeit der Ablösung von:

- der Druckverteilung bzw. deren Gradienten,
- der Grenzschichtdicke,
- der Transitionslage und der Oberflächenbeschaffenheit,
- dem Verhalten der Querströmung,
- dem Anstellwinkel.

Insgesamt liegt eine hohe Sensitivität der Ablöselinie vor. Die genaue Position der Ablösung und der Anstellwinkel, bei dem dies zuerst auftritt, wird auch durch Transitionseffekte geprägt. Laminare Strömung löst bei geringeren Anstellwinkeln und weiter stromaufwärts ab. Außerdem können sich einfacher eingelagerte Ablöseblasen bilden.

Luckring beschreibt in [37] und [65] den Zusammenhang zwischen der Ablösung der Strömung und der Wirbelbildung, an runden Vorderkanten eines Deltaflüglers, in Abhängigkeit von Mach- ( $Ma$ ) und Reynoldszahl ( $Re$ ). Die Ablösung geht einher mit dem Zusammenbruch der Saugspitze an der Vorderkante. Sie tritt zuerst an der Flügelvorderkante weiter stromabwärts auf und wandert mit steigendem Anstellwinkel stromauf und Richtung Flügelmitte. Hierdurch wird ein positives Nickmoment hervorgerufen. Der identifizierte Anstellwinkel  $\alpha_v$  oder die Position, in Richtung Flügeltiefe  $x_v$  und Spannweite  $y_v$ , bei der die Ablösung zuerst auftritt, werden folgendermaßen beeinflusst:

- $\alpha \uparrow \Rightarrow$  Spannweite Position  $y_v \downarrow$  und Position in Strömungsrichtung  $x_v \downarrow$
- $Re \uparrow \Rightarrow$  Anstellwinkel der Wirbelbildung  $\alpha_v \uparrow$  bzw.  $x_v \uparrow$
- $Ma \uparrow \Rightarrow \alpha_v \downarrow$  bzw.  $x_v \downarrow$
- Nasenradius zu Flügeltiefe  $r/c \uparrow \Rightarrow \alpha_v \uparrow$  bzw.  $x_v \uparrow$

Ein ähnliches Verhalten gilt auch an Lambda-Flüglern [49]. Durch den Zusammenbruch der Saugspitze an der Vorderkante, und damit auch des Vorderkantensogs, nimmt der Widerstand zu. Die Normalkraft am Flügel steigt jedoch an, da die Wirbelströmung zusätzlichen Auftrieb generiert. Bei einer runden Vorderkante verzögert eine Erhöhung der Reynoldszahl die Ablösung und damit die Wirbelbildung. Der Zusammenbruch erfolgt in der Regel nicht so abrupt, da der adverse Druckanstieg schwächer ist. Weiterhin wird dadurch auch die Grenzschichtdicke beeinflusst. Dies verringert die Entwölbung des Profils und kann sich positiv auf Hinterkantenablösungen auswirken. Insgesamt steigt hierdurch der maximale Auftrieb des Flügels und geringfügig auch der Auftriebsgradient. Außerdem erfolgt die Transition an der Vorderkante früher. Hierdurch werden die Ablösetendenz und eventuelle laminare Ablöseblasen verringert. Die Machzahl hat bei runden Vorderkanten ähnliche Auswirkungen wie bei scharfen. Im unteren Anstellwinkelbereich liegt ein Verhalten vor, wie es von 2D-Profilen bekannt ist. Im oberen interagieren bei höheren Machzahlen auch hier Stöße mit der Wirbelströmung.

Weiterhin verringert sich mit steigendem Nasenradius die Stärke des Primärwirbels. Die Ablösung fällt schwächer aus als bei einer scharfen Vorderkante. Die Wiederanlegelinie ( $y_A$ ) [71] und die Entstehung des Wirbels an der Vorderkante ( $y_{v,VK}$ ) [48] sind in der Regel weiter außen. Der Wirbelkern liegt näher an der Oberfläche. Insgesamt sinkt der Auftriebsanstieg. Der Widerstand hingegen sinkt deutlich stärker, da der Sog an der Vorderkante steigt. Außerdem

setzt der Zusammenbruch des Wirbels bei höheren Anstellwinkeln ein. Der Auftriebsabfall ist nicht so drastisch und der maximale Auftrieb dadurch häufig höher [72]. Auch der Zusammenbruch der Saugspitze fällt weniger abrupt aus. Der Wirbelzusammenbruch verschiebt sich mit steigendem Nasenradius auf Grund der Verringerung der Wirbelstärke stromabwärts:

- $r/c \uparrow \Rightarrow$  vertikale Position  $z_{\text{Kern}} \downarrow$ , Kerngröße  $\downarrow$ , Position  $y_A \uparrow$  und  $y_{v,VK} \uparrow$  nach außen  
 $\Rightarrow \Gamma \downarrow \Rightarrow C_{L,V} \downarrow, dC_L/d\alpha \searrow$   
 $\Rightarrow x$  des Wirbelzusammenbruchs  $\uparrow$ , d.h. stromabwärts  $\Rightarrow \alpha(C_{L,max}) \uparrow$
- $r/c \uparrow \Rightarrow$  VK Sog  $\uparrow \Rightarrow$  Widerstand  $C_D \downarrow$

Zusammenfassend lässt sich folgendes charakteristische Verhalten der Strömung, bei steigendem Anstellwinkel, an stärker gefeilteten Flügeln ( $\varphi > 40^\circ - 45^\circ$ ) mit Wirbelbildung definieren (siehe auch Anhang A.2 Definition bei VFE-2 [38]).

1. Anliegende oder wiederanliegende Strömung
2. Scharfe VK: Wirbelbildung stromab, jedoch nahe Apex, mit steigendem  $\alpha$  Richtung Apex wandernd, Ablöselinie direkt an Vorderkante  
 Runde VK: Wirbelbildung, mit steigendem  $\alpha$  von stromabwärts Richtung Apex wandernd, Ablöselinie stromab der Vorderkante
3. Scharfe VK: Wirbelbildung an Vorderkante ab Apex, Wirbel weitet sich aus und Wirbelachse dreht in Strömungsrichtung, Ablöselinie direkt an Vorderkante  
 Runde VK: Wirbelbildung von stromabwärts in Richtung Apex wandernd, Ablöselinie stromab der Vorderkante, Wirbel dreht und weitet sich in Richtung Flügelmitte aus
4. Wirbelzusammenbruch von stromab Richtung Apex wandernd
5. Totwassergebiet, vergleichbar mit Stall

### 2.1.4 Einfluss des Pfeilungswinkels bei nicht-schlanken Flügeln

Wie die Darstellungen zuvor gezeigt haben, hängen das Verhalten und Auftreten relevanter Phänomene direkt, teilweise aber auch indirekt vom Pfeilungswinkel ab. Bei nicht-schlanken Flügeln hat der Pfeilungswinkel auch einen Einfluss auf den Charakter der Phänomene.

#### Auftrieb

Mit abnehmendem Pfeilungswinkel, besonders unterhalb von ca.  $60^\circ$ , sinkt der maximale Auftrieb von Flügeln und Deltaflüglern deutlich ab (Abb. 2.9). Der Zusammenbruch des Wirbels und des Auftriebs erfolgt bei geringeren Anstellwinkeln. Der Auftriebsanstieg hingegen wird steiler. Die Saugspitze wird prägnanter. Sowohl der Wirbelauftrieb als auch der potentialtheoretische Auftrieb werden mit sinkendem Pfeilungswinkel größer ( $K_V$  und  $K_P$  in Gl. (2.9)). Der relative Anteil des Wirbelauftriebs nimmt jedoch ab [63, 73]. Bei nicht-wirbeldominierter Strömung, z.B. an der Saugspitze an der Vorderkante, sind die Kompressibilitätseffekte höher [73]. Insgesamt nimmt daher der Einfluss der Machzahl auf den Auftrieb und die Druckverteilungen mit sinkendem Pfeilungswinkel zu.

#### Einflüsse auf den Charakter des Wirbels

Bei geringeren Pfeilungswinkeln ist der Einfluss einer runden im Vergleich zu einer scharfen Vorderkante auf das Verhalten des Wirbels größer [72]. Auf Grund der geringeren Querströmung ist das Ablöseverhalten sensibler. Bei manchen Untersuchungen teilte sich die Strömung an der Vorderkante und es entstanden zwei Primärwirbel gleichen Drehsinns. Dies trat besonders bei geringeren Anstellwinkeln mit geringerem Abstand zwischen Wirbelkern und Grenzschicht auf. Außerdem sind in der Regel die relativen Geschwindigkeitsschwankungen der Wirbelströmung

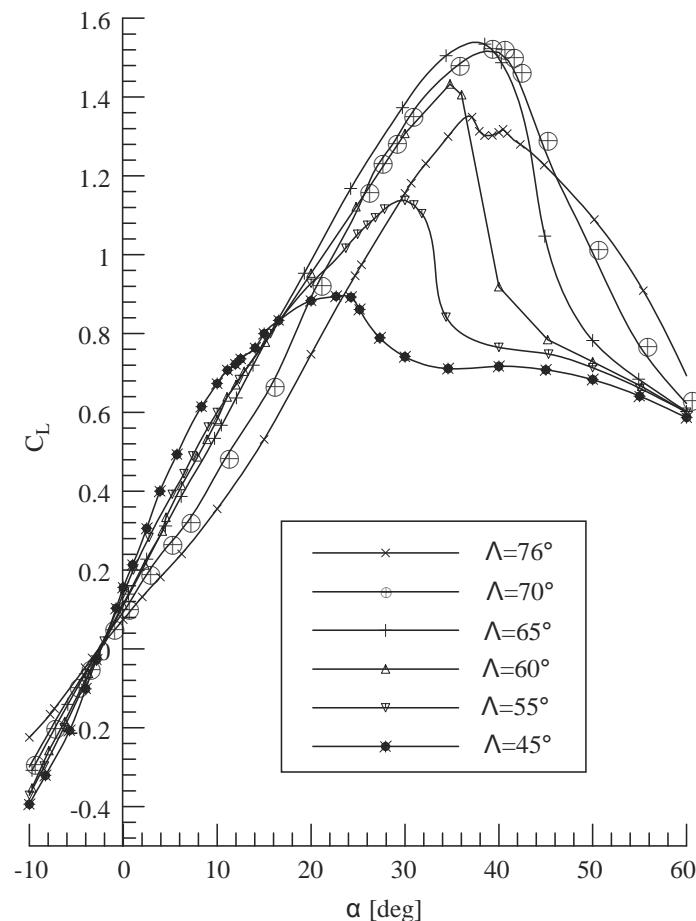


Abbildung 2.9: Effekt der Flügelpfeilung ( $45^\circ - 76^\circ$ ) auf den Auftriebsbeiwert bei Deltaflüglern, scharfe Vorderkante [73]

höher [28, 72]. Der Wirbel verläuft bei nicht-schlanken Flügeln näher an der Oberfläche. Die Interaktion mit der Grenzschicht ist somit stärker. Der Wirbel und die Wiederanlegelinie werden stärker von der Geschwindigkeitskomponente in Anströmrichtung beeinflusst. Hierdurch entsteht ein lang gezogener, flacher Wirbel. Insgesamt bilden sich nicht so klar abgegrenzte Wirbel. Die Aufzählung der obigen Einflüsse macht deutlich, dass die Kombination unterschiedlicher Faktoren entscheidend ist für die Topologie und das Verhalten der Strömung. Dies scheint stark von der Konfiguration und den Strömungsverhältnissen abzuhängen. Bei Pfeilungswinkeln unterhalb von  $55^\circ$  bis  $60^\circ$  ist z.B. nach den Stabilitätsanalysen von Ludwig (Abschnitt 2.2) kein Wirbel ohne Wirbelzusammenbruch über dem Flügel mehr möglich. Dies ändert sich, wenn viskose Effekte in die Analyse miteinbezogen werden, unterstützt jedoch die folgenden Bemerkungen über den Wirbelzusammenbruch.

#### Wirbelzusammenbruch

Mit sinkendem Pfeilungswinkel dekorrelieren die Anstellwinkel des maximalen Auftriebs und des Wirbelzusammenbruchs. Trotz des Wirbelzusammenbruchs, dessen Position mit steigendem Anstellwinkel Richtung Apex wandert, steigt der Auftrieb weiter an. Die Erweiterung des Wirbels und des Kerns ist bei geringen Pfeilungswinkeln gradueller und wirkt in Achsrichtung nicht so abrupt. Bei den meisten Experimenten vollzog sich das erste Auftreten und das Wandern über einem sehr geringen Anstellwinkelbereich [73, 74]. Teilweise wurde keine diskrete Position des Wirbelzusammenbruchs identifiziert [29]. Es lag keine oder nur eine geringe Kernströmung entgegen der Anströmrichtung vor. Jedoch stieg die Instabilität des Wirbels bzw. die Fluktuation der Strömung deutlich an. Auch hier wurden diskrete Buffet-Frequenzen identifiziert.

### Position des Wirbels und Druckverteilung abhängig von Pfeilungs- und Anstellwinkel

Die Abbildungen 2.10 und 2.11 verdeutlichen den Verlauf und die Position des Wirbels und der entstehenden Druckverteilungen höher gepfeilter Flügel in Abhängigkeit von Anstell- und Pfeilungswinkel. Mit steigendem Anstellwinkel wandern die Wiederanlegelinie der Wirbelströmung (Abb. 2.10.1) und deren Achse Richtung Flügelmitte. Auch deren Pfeilungswinkel steigen an [73, 75]. Mit abnehmender Flügelpfeilung vollzieht sich dies innerhalb eines geringeren Anstellwinkelbereichs (Abb. 2.10.1:  $\alpha / \cot \phi$ ). Das erste Auftreten der Wirbelströmung verschiebt sich mit steigendem Pfeilungswinkel zu niedrigeren Anstellwinkeln (Abb. 2.10.2).

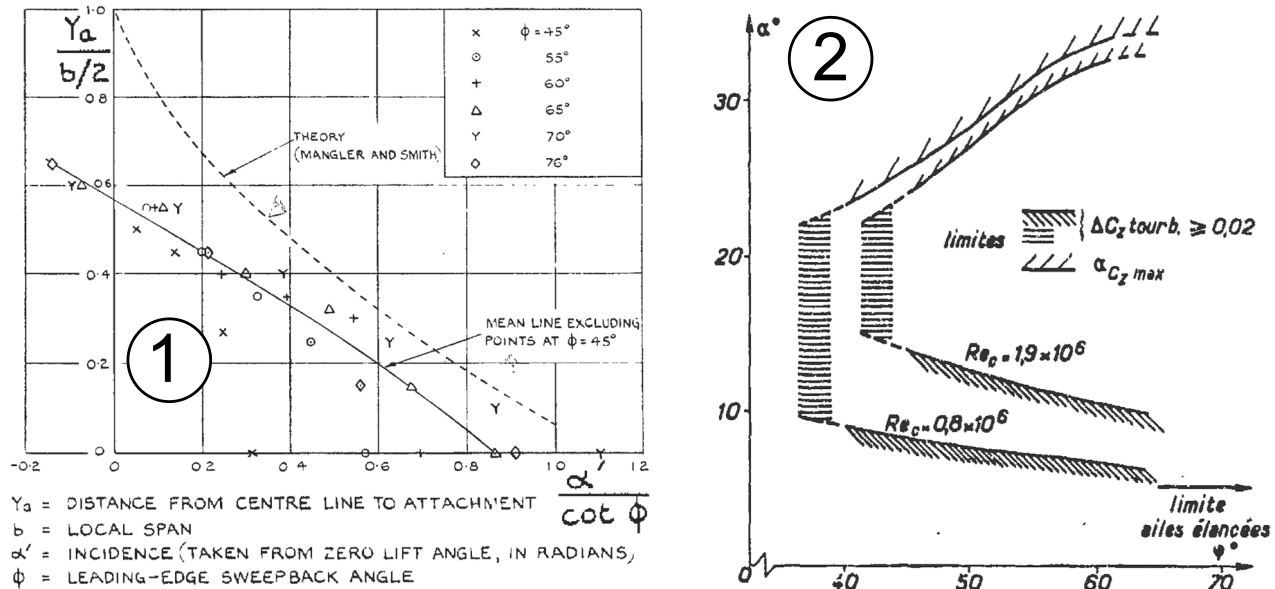


Abbildung 2.10: Deltaflügler, VK scharf [73]: 1) Spannweite Position ( $Y_a$ ) der Wiederanlegelinie über skaliertem Anstellwinkel, Theorie und Messergebnisse; Gepfeilter Flügel  $\phi = 60^\circ$ , VK rund [76]: 2) Anstellwinkelgrenzen  $\alpha$  der Wirbelbildung und des Zusammenbruchs aufgetragen über Pfeilungswinkel  $\phi$  bei zwei  $Re$ ,

In [76] wird ein Experiment beschrieben, bei dem die Flügelpfeilung durch Drehung eines Flügels verändert werden konnte. Der Pfeilungswinkel des Wirbels variiert hier jedoch nur in einem begrenzten Bereich. Die Entstehungsposition an der runden Vorderkante wandert mit Erhöhung von  $\alpha$  Richtung Einspannung (Abb. 2.11.A+B). Somit ergibt sich näherungsweise ein Fokus der Wirbelachse, der knapp stromauf des "Apex" liegt. Direkt an der Vorderkante, wo der Wirbel ablöst, wurden teilweise relativ komplexe Wandstromlinienverläufe gefunden. Jene wurden anhand von Ölanstrichbildern ermittelt. Die Interpretation wurde durch Strömungsfelduntersuchungen in einem Wasserkanal unterstützt. Dennoch bildeten sich die typischen Druckverteilungen mit einem Druckminimum unterhalb des Wirbels aus (Abb. 2.11.C1+C2), die von den schlanken Deltaflüglern bekannt sind (vergl. Abb. 2.7). Somit lag trotz einer komplexen Ablösung ein dominanter Primärwirbel vor. Nach Erreichen eines minimalen Druckbeiwertes nimmt der Sog mit Erhöhung des Anstellwinkels wieder ab, je weiter sich der Wirbel Richtung Einspannung verschiebt. Eine Wirbelbildung bei geringeren  $\alpha$  bei der geringeren Reynoldszahl (Abb. 2.10.2) entsprach dem zuvor erwähnten Verhalten. Die Reynoldszahl konnte nur in Kombination mit der Geschwindigkeit verändert werden, was vermutlich die geringeren maximalen Normalkräfte bei der höheren Reynoldszahl erklärt.

Im äußeren Teil des Flügels tritt bei höheren Anstellwinkeln eine wirbelbehaftete Umströmung der Hinterkante auf. Hierdurch sinkt der Druck dort ab (Abb. 2.11.C2)  $\alpha = 32^\circ$  HK-Bereich äußerer Druckschnitt). Die Bildung dieses Hinterkantenwirbels wird unterstützt durch den Vorderkantenwirbel, der über die Hinterkante abläuft. Auch bei der Analyse des Lambda-Flüglers



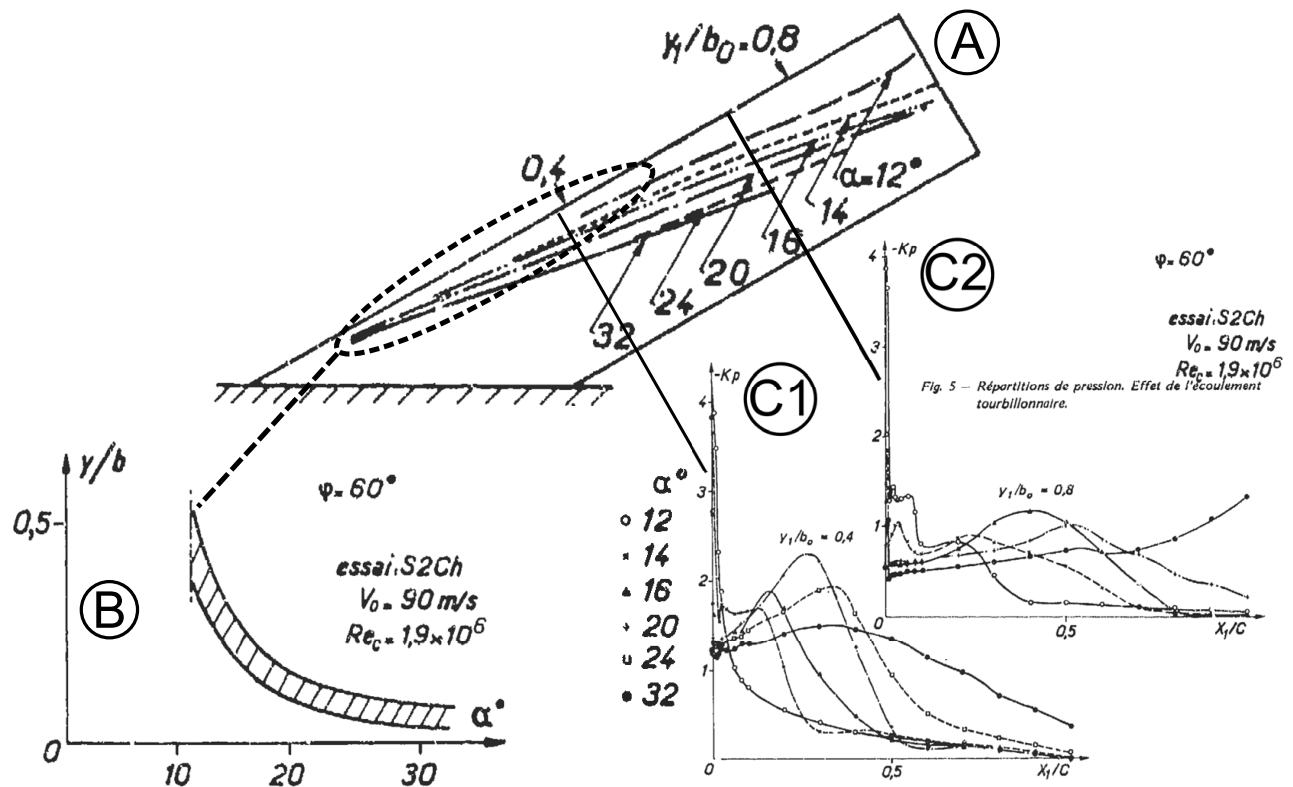


Abbildung 2.11: Gepfeilter Flügel  $\varphi = 60^\circ$ , VK rund [76]: A) Verlauf der Wirbelachse bei unterschiedlichen  $\alpha$ , B) Spannweite Entstehungsposition des Wirbels an der Vorderkante abhängig vom Anstellwinkel, C1,C2) Druckverteilungen für unterschiedliche  $\alpha$  an zwei Schnitten

Boeing 1303 [49, 74] (siehe auch [33]) ist die Rede von einer Hinterkantenablösung. Vermutlich tritt ebenfalls ein Hinterkantenwirbel auf. Es scheint ein typischer Effekt bei höher gepfeilten Flügeln mit wirbeldominierter Strömung zu sein. Außerdem verlief die Wirbelachse im hinteren Bereich nicht mehr geradlinig. Die Entstehung von Hinterkantenwirbeln an gepfeilten Flügeln mit Wirbelbildung wurde ebenfalls durch numerischen Simulationen [48] vorhergesagt.

Zum einen sind gepfeilte Flügel im Vergleich zu Deltaflüglern noch stärker durch die Kontur der Profile und der Hinterkante beeinflusst, zum anderen liegt bei den niedriger gepfeilten Flügeln ein verändertes Verhalten des Wirbelzusammenbruchs vor, was den Wirbel ebenfalls deformiert. Während die Entstehung und der Zerfall des Wirbels also vor allem von der Vorderkante und der starken Pfeilung beeinflusst werden, wird der weitere Verlauf zusätzlich auch durch die Kontur der Hinterkante und des Profils verändert.

## 2.2 Instationäres Verhalten der Wirbelströmung

Das instationäre Verhalten bei Konfigurationen mit subsonischer, wirbeldominierter Strömung ist geprägt durch bewegungsinduzierte Effekte, instationäre Effekte der Wirbelströmung selbst und Hystereseeffekte der Strömung, die auf die Interaktion der vorher genannten Punkte zurückzuführen sind. Abbildung 2.12 enthält eine Aufstellung von instationären Phänomenen und deren reduzierte Frequenzen, wie sie bei wirbeldominierter Strömung identifiziert wurden.

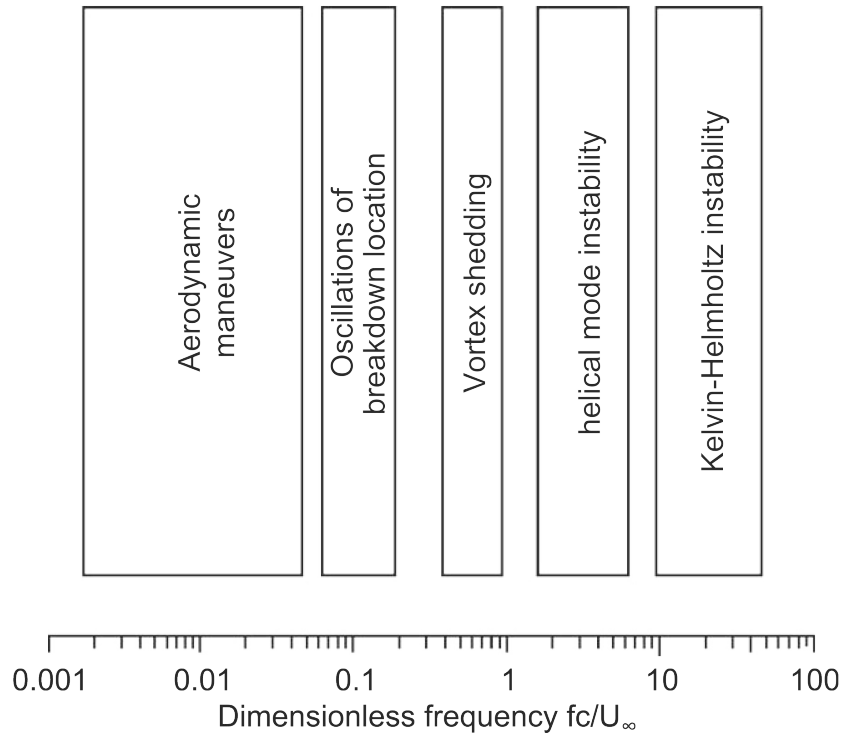


Abbildung 2.12: Aufstellung instationärer Effekte abh. von der Strouhalzahl [28]

Der Wirbelzusammenbruch verursacht eine niederfrequente Schwankung der Drücke und Geschwindigkeiten durch Oszillation von dessen Position und dessen Interaktion mit korrespondierenden Wirbeln z.B. auf der anderen Flügelhälfte (*oscillation of ...*). Niederfrequente Wirbelablösung (*vortex shedding*) entsteht meist bei voll abgelöster bzw. zusammengebrochener Strömung im Nachlauf beim Stall des Flügels [24]. Weiterhin tritt höherfrequentes Buffet im Nachlauf des Wirbels auf. Hier liegt eine Abhängigkeit von der jeweiligen Art des Zusammenbruchs, wie z.B. einem spiralartigen Zusammenbruch (*helical mode instability*), vor. Die hochfrequenten Kelvin-Helmholtz Instabilitäten rufen ablösende Substrukturen an der Vorderkante und in der Scherschicht des Wirbels hervor (Abschnitt 2.1.1, Realer Wirbel). Die dargestellten Frequenzen sind u.a. abhängig vom Anstellwinkel, der Machzahl, dem Pfeilungswinkel sowie der Vorderkantengeometrie [22].

### 2.2.1 Wirbelzusammenbruch und Buffet

Umfassende Zusammenstellungen der unterschiedlichen Erklärungen, Arten und Phänomene des Wirbelzusammenbruchs sind in [21, 77, 78] gegeben. Bei schlanken Deltaflüglern äußert sich ein Wirbelaufplatzen in einer abrupten Erweiterung des zuvor Jet-ähnlichen Wirbelkerns und des Wirbelumfangs, meist verbunden mit Rückströmgebieten und deutlich erhöhten Druck- und Geschwindigkeitsschwankungen und diskreten Buffet-Frequenzen. Phänomenologisch sind folgende Arten des Wirbelzusammenbruchs bekannt: Spiralartig, blasenartig, Doppelhelix oder

konischer Charakter [79]. Am bedeutendsten für diese Art von Konfigurationen sind jedoch die ersten beiden (Abb. 2.13):

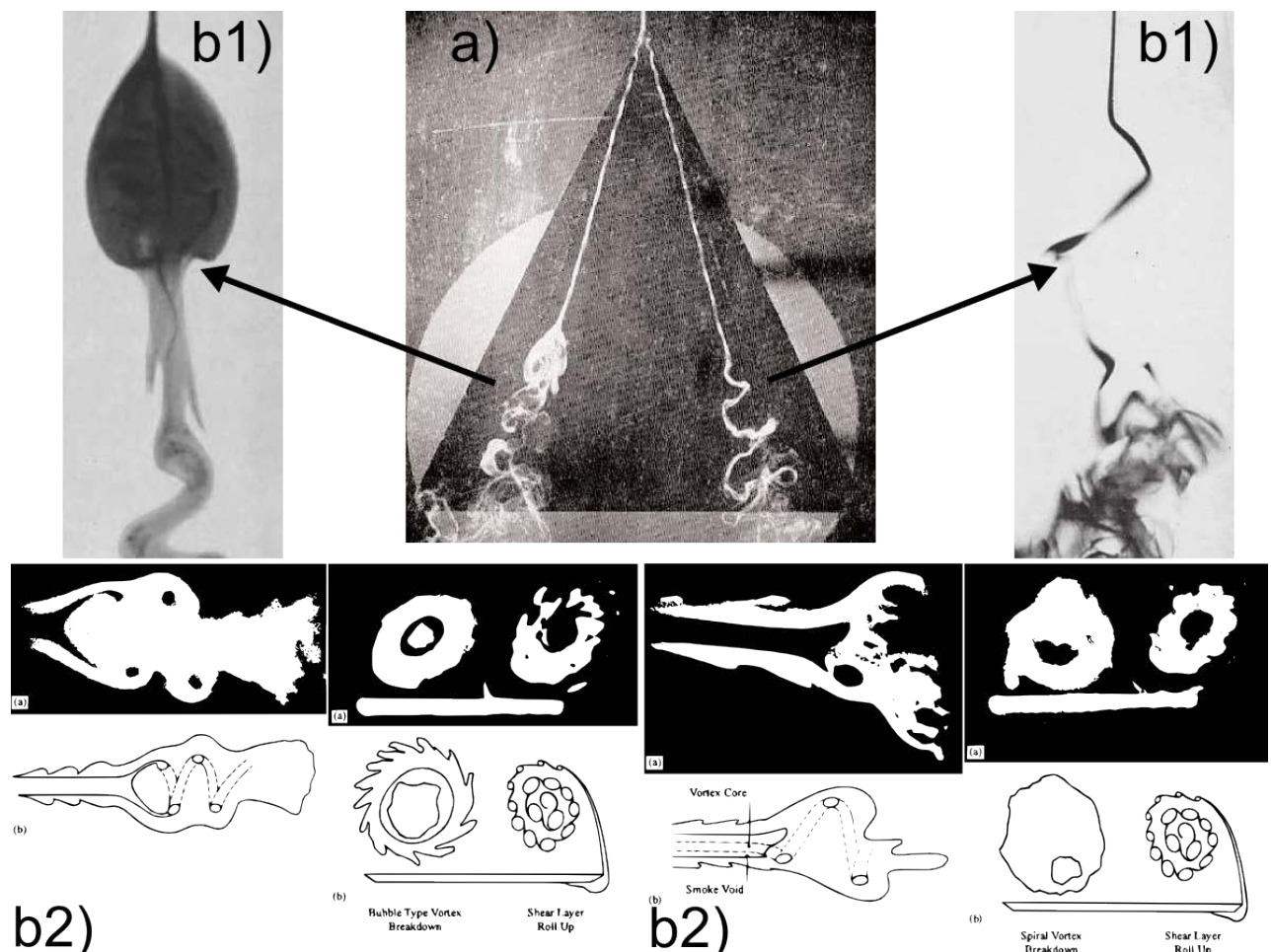


Abbildung 2.13: Wirbelzusammenbruch: a) Deltaflügel mit blasenartigem (links) und helix-/spiralartigem (rechts) Zusammenbruch [80], b1) jeweils Seitenansicht [79] b2) jeweils Längs- und Querschnitt [30]

Der blasenartige Zusammenbruch zeigt zentral eine Stagnation der axialen Kernströmung. Teilweise treten direkt stromabwärts Rückströmungen aus den außenliegenden Bereichen ins Innere, zum Stagnationspunkt hin, auf. Dieser axialsymmetrischen Instabilität folgt nach einigen Umdrehungen einer asymmetrischen Wirbelströmung eine irreguläre, instationäre Nachlaufströmung.

Der spiralartige Zusammenbruch zeichnet sich durch eine Drehung des Wirbelkerns, entgegen der Richtung des Primärwirbels, und einzelne Rückströmgebiete bzw. Gebiete sehr niedriger axialer Geschwindigkeit aus. Ebenso verhalten sich die axialen Fluktuationen. In Schnitten normal zur Strömungsrichtung erzeugen sie gemittelt ringförmig erhöhte Bereiche (Abb. A.4). Die axialen Schwankungen sind dabei in der Regel höher als die tangentialen. Weiter stromabwärts geht dies häufig in einen diffuseren, großflächigeren Nachlaufcharakter über [23, 28]. Die Fluktuation, die stromab des Wirbelzusammenbruchs von der Wirbelachse in die Außenbereiche des viskosen Kerns verschoben wird, bewirkt einen diffusen Ausgleich innerhalb der Kernregion und ein Zusammenwachsen zwischen den Instabilitäten der Scherschicht und der Kernströmung. Besonders Ersteres führt zu einem weiteren Anwachsen des Wirbeldurchmessers [81].

Bei Untersuchungen an nicht-schlanken Deltaflüglern wurden entlang der Wirbelachse drei Phasen gefunden [28, 82] (Abb. A.5): Auftreten von Undulationen, Beginn des Zusammenbruchs mit Bildung einer kleinen Blase oder Helix/ Spirale (Drehrichtung entgegen der Wirbelrotation),

Erweiterung des Kerns mit diffusem Strömungsverlauf. Es liegt ein geringfügig verändertes Verhalten im Vergleich zu schlanken Flügeln vor. Der Zusammenbruch entspricht häufig einer graduelleren Erweiterung des gesamten Kerns, ohne dass eine Wanderung eines diskreten Aufplatzzortes vorliegt bzw. identifiziert werden kann [28]. Jedoch tritt das Aufplatzen bei geringeren Anstellwinkeln oder weiter stromaufwärts auf. Die Erhöhung des Nasenradius hat einen umgekehrten Effekt. [30]

Wedemeyer unterscheidet zwei Prinzipien zur Erklärung für einen Wirbelzusammenbruch [81]: 1.) Hydrodynamische Strömungsinstabilitäten und 2.) das Erreichen eines kritischen Zustandes, der einen axialsymmetrischen Zusammenbruch hervorruft:

1.) In [77] äußert er, dass bei dem spiralartigen Zusammenbruch eine asymmetrische Instabilität, also eine anwachsende Störung, vorliegen muss. Diese Form des Zusammenbruch ist bei höheren Reynoldszahlen und größeren Pfeilungswinkeln häufig zu finden. Nach dem Stabilitätskriterium von Rayleigh ist ein Wirbel stabil, wenn die Zirkulation in radialer Richtung ansteigt  $\Gamma/dr > 0$ . Ludwig erweiterte dies: Ein radialer Geschwindigkeitsgradient kann ebenso destabilisierend wirken. Ein Stabilitätskriterium, abhängig von  $du/dr$  und  $du_{tang}/dr$ , wurde aufgestellt. Durch das exponentielle Anwachsen spiralartiger Störungen erfolgt eine abrupte Asymmetrie des Wirbelkerns, die den Wirbelzusammenbruch hervorrufen kann. Darauf basierende Berechnungen mit bestimmten tangentialen, radialen und axialen Geschwindigkeitsverteilungen [21] ergaben, dass bei Deltaflüglern mit Pfeilungswinkel  $< 60^\circ$  theoretisch bei keinem Anstellwinkel mehr eine stabile Wirbelbildung möglich ist. Der maximale Anstellwinkel, bei dem noch kein Aufplatzen vorliegt, steigt mit dem Pfeilungswinkel nach dem Konzept des Anstellwinkels  $\alpha_N$  (vergl. Abb. 2.8) normal zur Flügelvorderkante [77]. Breitsamter [22] gibt für die spiralartige Instabilität bei einem Deltaflügler in Abhängigkeit des Anstell- und Pfeilungswinkels folgende Beziehung für die Frequenz ( $f$ ) an:

$$\frac{c \cdot f}{U_\infty} = \frac{0.28 \pm 0.025}{\cot \varphi \sin \alpha} \quad (2.10)$$

2.) Bei blasenartigem Zusammenbruch dagegen, wird die Expansion vermutlich auf Grund des Über-/ Unterschreitens von kritischen Geschwindigkeitsverhältnissen oder Druckänderungen hervorgerufen. Hierfür liegen diverse Theorien vor, die z.B. stehende Wellen für eine Art Drucksprung verantwortlich machen.

Beide Erklärungen beruhen also auf zwei unterschiedlichen Mechanismen, die jedoch ineinander übergehen oder wechselweise vorliegen können. Bei einer vereinigten Erklärung nach Hall werden die hydrodynamischen Instabilitäten ersetzt durch asymmetrische Fluktuation, die stromauf propagieren und dabei verstärkt werden [21]. Hierdurch wird der kritische Zustand lokal überschritten. Bei axialsymmetrischen Instabilitäten ist dies irrelevant, da diese meist bei höheren Drehgeschwindigkeiten als die asymmetrischen auftreten, die Störungen also nicht soweit stromauf propagieren können. Unabhängig von den Erklärungen ist jedoch bekannt, dass ein adverser Druckgradient, die Veränderung des von außen aufgeprägten Druckes oder radialen Druckgradienten, eine Veränderung der Kompaktheit der Wirbelströmung oder eine Veränderung der tangentialen Geschwindigkeit einen Wirbelzusammenbruch hervorrufen können. Der Einfluss der Reynoldszahl ist, wie zuvor schon gezeigt, eher gering. Bei einer runden Vorderkante ist dieser eher bedingt durch eine veränderte Strömungsablösung und Wirbelbildung.

Theoretische Analysen der Wirbelstabilität beschäftigen sich häufig mit der Theorie sich ausbreitender Störungen über die Betrachtung des Verlaufs benachbarter Bahnkurven (Lyapounov Exponent), und/oder dem Verhältnis der lokalen Geschwindigkeitsvektoren und Druckverläufe. Durch beides ist ein enger Zusammenhang mit den Detektionskriterien (z.B. Swirl-Kriterium) und den theoretischen Modellen für Wirbel gegeben, da eine Aussage über die axiale, die tangentiale und die radiale Geschwindigkeit entlang der Achse notwendig ist. Zum Beispiel trifft

die Rossby-Zahl ( $Ro = U_{ax}/U_{tang}$ ) die Aussage über die Stabilität anhand des Verhältnisses der axialen und tangentialen Wirbelströmung, also daran, wie sich Druck- und Fliehkräfte bei veränderter Verzerrung verhalten. In [40] führt ein Unterschreiten von  $Ro \approx 1.7$  verbunden mit einem Verdichtungsstoß zu einem Wirbelzusammenbruch. Dies entspricht einem Winkel zwischen tangentialer und axialer Geschwindigkeit von  $40^\circ$ . Im Allgemeinen werden Winkel  $> 40^\circ - 50^\circ$  als kritisch befunden [21]. Der adverse Druckgradient verringert die axiale Geschwindigkeit und ruft im kritischen Fall eine rapide Expansion des Wirbelkerndurchmessers hervor. Umgekehrt kann auch eine starke Erhöhung der tangentialen Geschwindigkeit denselben Effekt hervorrufen bzw. tritt dieser bei geringeren adversen Druckgradienten auf.

Die aufgeplatzte, instationäre Wirbelströmung und die Schwankung der Position des Wirbelzusammenbruchs bewirken einen Abfall und eine Fluktuation des Auftriebs. Das ist bedingt durch den Abfall und die Fluktuationen der Strömungsgeschwindigkeit und damit des Sogs auf der Flügeloberfläche. Jedoch ist dies häufig auch mit einer Verschiebung des Wirbels verbunden, sodass der Einfluss auf die Oberflächendruckverteilung abnehmen kann. Es liegen sowohl diskrete Buffet-Frequenzen als auch eine Erhöhung der breitbandigen Schwankung vor. Des Weiteren steigen durch die Geschwindigkeitsabnahme, stromab des Zerfalls, sowohl der Druck als auch der Totaldruckverlust stark an. Somit verringern sich Auftrieb und Gleitzahl. Erreicht der Zusammenbruch den Apex, ist die Strömung am Flügel geprägt durch das Totwassergebiet. Die Stärke der Fluktuationen nimmt in der Regel wieder ab.

## 2.2.2 Bewegungsinduzierte Effekte

Relevante bewegungsinduzierte Effekte umfassen die primären Effekte, wie bei einer nicht wirbeldominierten Strömung sowie jene, die durch die Variation der Wirbelströmung entstehen, und zweitrangige Effekte, wie etwa durch die Veränderung der Grenzschicht des Flügels.

Bei einer Nickbewegung beinhalten die äußeren Bereiche des Flügels auf Grund der hohen Pfeilung neben dem reinen Anstellwinkelanteil einen hohen Anteil einer Hubbewegung. Umgekehrt enthält eine reine Biegeschwingung durch den wash-out Effekt in strömungsparallelen Schnitten einen hohen Nickanteil. Die Biegung und die effektive Anstellwinkelveränderung bzw. die Nickbewegung und die Hubposition verlaufen gegenphasig zueinander.

In Abschnitt 3.3.4 werden bewegungsinduzierte Luftkräfte aus potentialtheoretischen Berechnungen bei Hub- und Nickbewegungen beschrieben, wie sie im linearen Anstellwinkelbereich zu erwarten sind. Sie beruhen auf harmonischen Schwingungen, darstellbar als Amplitude ( $\Delta$ ,  $| |$ ) und Phase ( $\phi$ ) oder Real- (Re) und Imaginärteil (Im), mit der Kreisfrequenz  $\omega$  und liefern im Sinne einer Übertragungsfunktion lineare, frequenzabhängige, komplexe Luftkräfte, wie z.B. den instationären Auftriebsbeiwert  $C_{L,\alpha}$ .

$$C_L(t) = [\text{Re}(C_{L,\alpha}) + i \cdot \text{Im}(C_{L,\alpha})] \cdot \text{Re}(\Delta\alpha(\omega) e^{i(\omega t + \phi_\alpha)}) \quad (2.11)$$

Je nachdem, ob die Luftkräfte der Schwingung voraus- oder nacheilen, wirken sie anfachend oder dämpfend. Die Strömung führt also der Schwingung Energie zu oder entzieht sie ihr.

Hingegen sind die wirbeldominierten und die Sekundäreffekte inhärent nichtlineare Probleme. Im Sinne einer Linearisierung um bestimmte Zustände lassen sich für kleine Amplituden komplexe Luftkräfte ermitteln. Mit steigender Amplitude bewirken die nichtlinearen Einflüsse ansteigende höherharmonische Anteile [83]. Nichtlineare Effekte, die im aufsteigenden und abfallenden Teil der Schwingung gleichermaßen auftreten, rufen eine Erhöhung der ungeraden höherharmonischen Anteile hervor. Acht-förmige Verläufe vergrößern den Anteil der geraden Vielfachen der Grundfrequenz. Das ist vergleichbar mit den Verläufen von Lissajous Figuren

(Abb. 2.14). Bei der Betrachtung der Energie kann jedoch trotzdem eine Bilanz über eine Schwingungsperiode gebildet werden [84] (Abschnitt 5.3). Reine höherharmonische Antworten verschwinden bei einer Integration über einer grundharmonischen Periode.

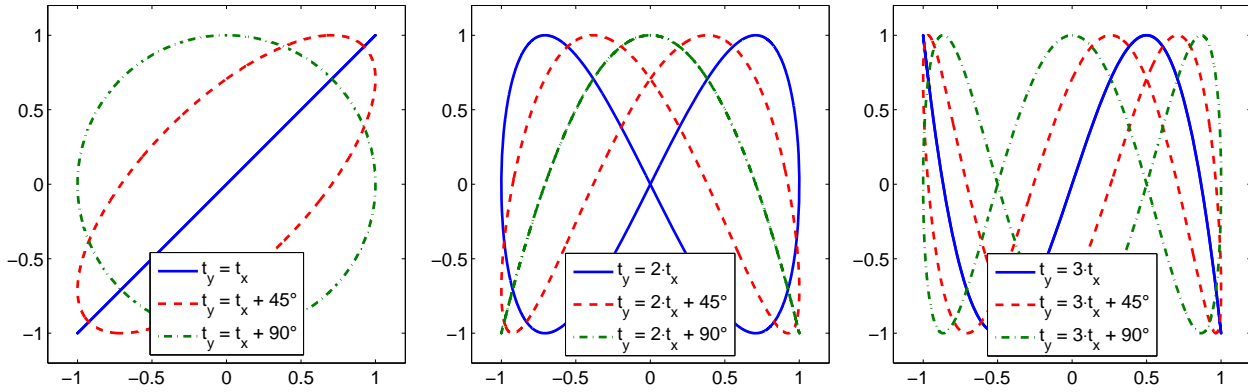


Abbildung 2.14: Lissajous Figures,  $x = \sin(t_x)$ ,  $y = \sin(t_y)$ ,  $t = [0^\circ, 360^\circ]$

Die Wahl des stationären Ausgangszustands bzw. mittleren Anstellwinkels kann bei wirbel-dominierter Strömung zu Hystereseeffekten führen. Das ist vergleichbar mit dem Verhalten beim dynamischen Strömungsabriss. Bei mittleren Anstellwinkeln oberhalb des Stalls kann ein Wiederanlegen der Strömung verzögert oder verhindert werden. Bei Ausgangszuständen knapp unterhalb des Stalls bleibt die Strömung möglicherweise anliegend. Ein Wirbel hingegen entsteht eventuell gar nicht an der Vorderkante. Ein Wirbelzusammenbruch tritt u.U. verzögert, nur in deutlich geringerem Maße oder gar nicht auf (Abb. 2.15). Daher ist eine einfache Superposition von verschiedenen Bewegungen sowie der Überlagerung von instationären Vorgängen (Abb. 2.12) der Strömung mit Bewegungen oder Schwingungen kritisch zu betrachten.

Anders als bei flugmechanischen Manövern (Abb. 2.12) sind für aeroelastische Untersuchungen auch die Phänomene mit höheren reduzierten Frequenzen bzw. deren Wirkung relevant. Sie können mit den Einflüssen der Strukturschwingung interagieren. Dies war z.B. eine Erklärung für das Anfachen der LCOs beim Windkanalmodell des B1 Bombers (Abschnitt 1.2). Die bewegungsinduzierten Luftkräfte begrenzten dabei die Amplitude.

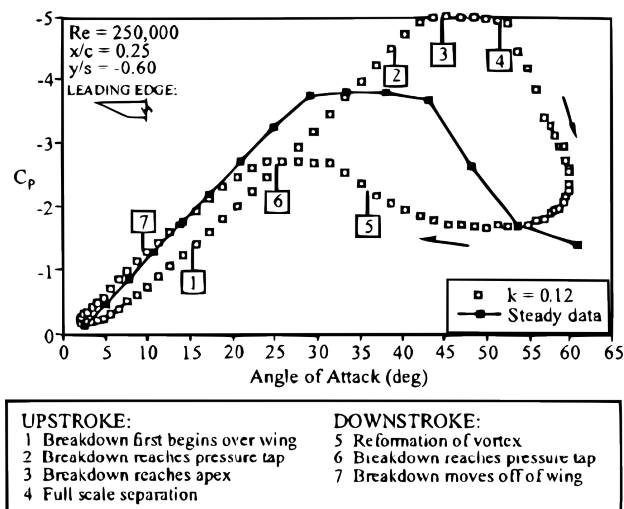


Abbildung 2.15: Dynamisches Verhalten der Wirbelbildung, Druckbeiwert über Anstellwinkel [85], 70°-Deltaflügler

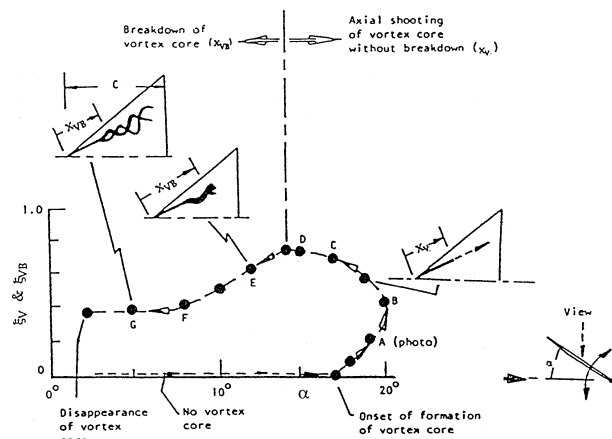


Abbildung 2.16: Position von Wirbel- (V) und Wirbelzusammenbruch (VB) über Anstellwinkel,  $\omega = 1.52$ , 52°-Deltaflügler [86]

Zum einen sind die bewegungsinduzierten Luftkräfte auf die Bewegung des Wirbels selbst zurückzuführen, wie auf Grund des stationären Verhaltens ersichtlich wird (Abb. 2.11). Es schließt

auch das teilweise sehr abrupte Auftreten der weiter oben beschriebenen, instationären Phänomene ein. Zum anderen beruhen sie umgekehrt auf der Interaktion zwischen der abfließenden oder ablösenden Wirbelströmung und dem schwingenden Flügel sowie dessen anliegender Strömung. Hierdurch kann z.B. die Art und die Wanderung der Position des Wirbelzusammenbruchs verändert werden (Abb. 2.16 und A.6). Dies ist abhängig vom Verlauf des Wirbels über dem Flügel und wie weit er bzw. sein Kern von der Oberfläche entfernt ist. Insgesamt zeichnet sich Wirbelströmung, insbesondere bei einem Wirbelzusammenbruch, im Vergleich zu anderen strömungsphysikalischen Effekten durch eine starke Hysterese aus.

Die Bewegung verursacht zum einen ein Nacheilen der Wirbelbildung, bei höheren Anstellwinkeln bewirkt sie zum anderen ein Nacheilen des Wirbelzusammenbruchs [28] und des Entferns des Wirbelkerns von der Oberfläche [87] (Abb. 2.15). Als maßgeblicher Grund wurde bei Nickbewegungen der „pitch-rate-induced camber“ Effekt [80] genannt. Er bewirkt in Richtung der Flügeltiefe eine lineare, zeitlich veränderliche Variation des lokalen Anstellwinkels bzw. eine effektive Wölbung des Profils (Abb. 2.17). Der Effekt sei deutlich stärker als beim dynamischen Verhalten von Profilen und beeinflusst hierdurch besonders das Verhalten und die Position des Wirbelzusammenbruchs, beschreibt Ericsson [86]. Je nach Bewegung und Achslage sind lokale Einflüsse zu beachten, z.B. die Erhöhung oder Verminderung des effektiven Anstellwinkels  $\alpha_{\text{eff}} \approx \alpha - \dot{z}/U_{\infty}$  (siehe Abschnitt 3.3.4 und Abb. 3.11) auf Grund des Hubanteils. Dies kann in vorauseilenden Luftkräften resultieren. Für fundiertere und weiterführende Aussagen, auch über die Abhängigkeit von der Anregungsfrequenz, liegen bisher keine Daten oder Erkenntnisse vor.

Auf Grund der hohen Strömungsgeschwindigkeiten können, besonders bei dynamischen Vorgängen, Überschall- oder schallnahe Strömungen entstehen, die das Propagieren der Störungen und bewegungsinduzierten Effekte stromaufwärts verringern oder verhindern. Des Weiteren wird das Grenzschichtprofil an der Vorderkante durch die Schubspannung an der bewegten Flügeloberfläche verändert [88] (Abb. 2.18). Wenn auch eher untergeordnet, kann dieser Effekt bei runden Vorderkanten einen Einfluss auf die Wirbelbildung haben.

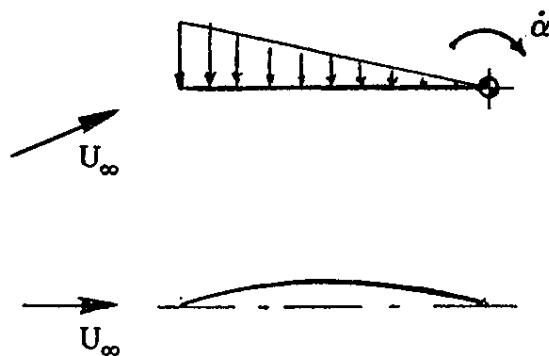


Abbildung 2.17: Pitch-rate-induced camber Effekt [86]

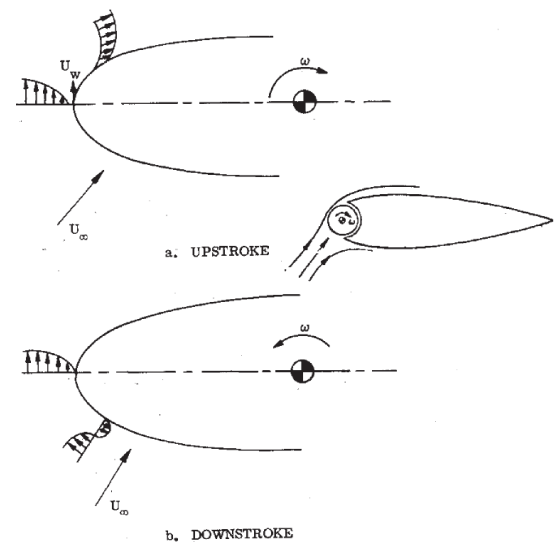


Abbildung 2.18: Effekt der bewegten Wand [88], Upstroke und Downstroke

## 3 Konzept und numerische Vorbetrachtung

Zu Beginn des Projektes wurden verschiedene Konzepte für den Versuch und den Versuchsstand entwickelt. Die wichtigsten Anforderungen und Randbedingungen wurden anhand des physikalischen Problems definiert. Anschließend wurden insbesondere folgende Themenbereiche analysiert und Lösungen für die jeweiligen Teilaufgaben gefunden: Enveloppe der interessanten Anströmbedingungen, Versuchsumgebung (Windkanal) und Messmittel, gewünschte Modellbewegung und Freiheitsgrade, Modellgeometrie, Aktuatorik sowie Aufbau und begrenzende Faktoren des Versuchsstands. Dies ist in [89] ausführlicher dargelegt.

### 3.1 Versuchskonzept

Bei der Erstellung der unterschiedlichen Konzepte kamen zunächst vereinfachende geometrische Modelle und Strukturmodelle zum Einsatz. Untersucht wurden u.a. Varianten mit einem Vollmodell mit Heckstiel und einem oder mehreren hydraulischen Linearzylindern und/oder piezoelektrischen Stacks. Des Weiteren wurden auch Halbmodellvarianten entwickelt, bei denen die Bewegung durch rotierende Systeme erzeugt wird und die Einstellung des mittleren Anstellwinkels und der Bewegung getrennt voneinander erfolgt. Verwendet wurde letztendlich ein hydraulisch betriebener, oszillierender Drehzylinder. Mit diesem wird sowohl der mittlere Anstellwinkel variiert als auch die Nickschwingung aufgeprägt. Aus folgenden Gründen wurde ein einseitig angetriebenes Halbmodell gewählt:

- Hohe Steifigkeit und Eigenfrequenzen des Modells und der Verbindung zur Aktuatorik
- Geringe Aktuatorkraft/-moment bei gleichzeitig kurzer Kinematik
- Reynoldszahl im Vergleich zu einem Vollmodell nahezu verdoppelt
- Freie Abströmung an der Hinterkante
- Keine Wechselwirkung mit Wirbel der anderen Flügelhälfte

Die Nachteile bestehen in der Interaktion der Strömung am Übergang zwischen Flügel und Wand. Um diese zu verringern wurde ein Peniche entworfen [90].

Es wurde eine Bewegungsachse normal zur Wand gewählt. Diese ist sowohl für globale Anstellwinkelschwingungen als auch z.B. bei einem Torsionsmode relevant. Die Achse liegt 30 mm stromab der Mitte der Wurzeltiefe des Hauptkörpers. Auf Grund der hohen Pfeilung ergibt sich zusätzlich eine große kinematische Ähnlichkeit zwischen der Nickbewegung und dem Biegemode eines Flügels. Die genaue Position der Achse wurde am Ende des Designprozesses so angepasst, dass die Achse durch den Schwerpunkt des Modells verläuft, um das statische Moment zu verringern. Die Position des Modells im Windkanal sowie das Design der Windkanalwände und auch des Versuchsstands wurden insbesondere durch die Verwendung optischer Messmittel beeinflusst. Die Größe des Modells wurde anhand der zu erwartenden Interferenzen mit den Windkanalwänden begrenzt [91, 92].



## 3.2 Geometrie des Modells

Die Form des IWEX-Modells (Abb. B.1) ging aus einer Adaption des SACCON Modells hervor. Sie wurde hauptsächlich hinsichtlich der aerodynamischen Aspekte des Versuchsziels definiert.

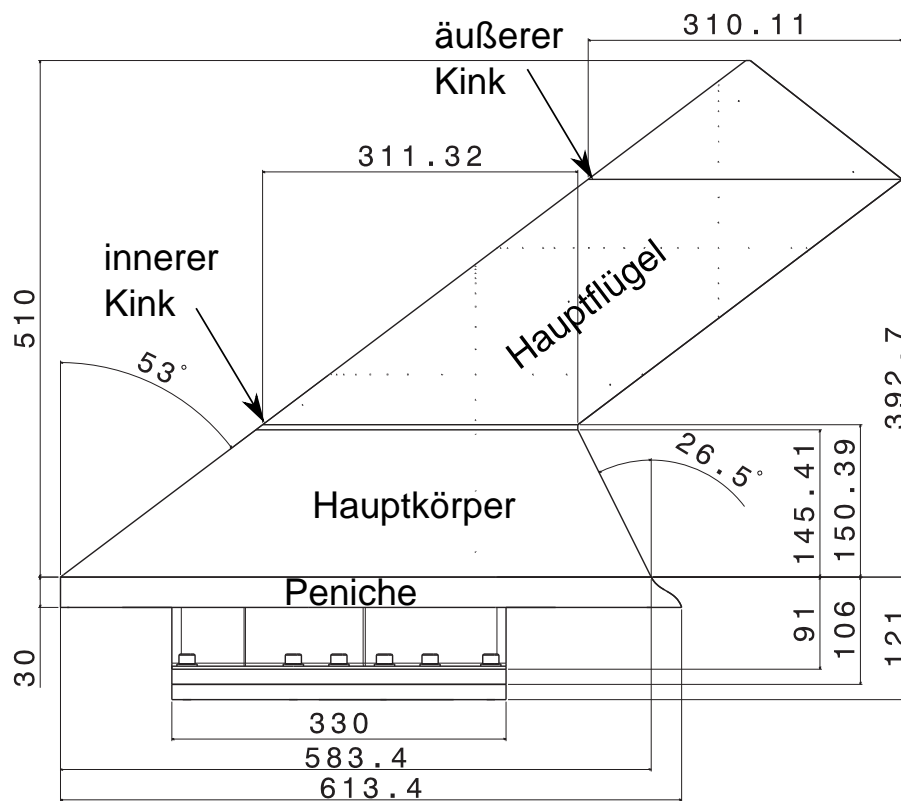


Abbildung 3.1: Modellgeometrie und Flansch bis zur Stirnfläche der piezoelektrischen Waage, Angaben in mm

Die wichtigsten geometrischen Größen des Modells sind in Abb. 3.1 und Tab. 3.1 dargestellt. Das Flügelprofil (Abb. 3.2) am inneren Kink sowie der Twist und die Planform des äußeren Flügels entsprechen der SACCON Geometrie. Der Twist verringert sich ab dem inneren Kink von  $0^\circ$  linear mit der Spannweite auf  $-5^\circ$  am äußeren Kink zu  $-7.4^\circ$  am Tip. Das Verhältnis des Nasenradius zur lokalen Profiltiefe ist über die gesamte Spannweite konstant bei 0.5%. Die Formgebung zielt darauf ab, den Hauptwirbel am Hauptflügel entstehen zu lassen. Der unvermeidbare Tipwirbel soll auf den äußeren dreieckigen Teil des Flügels begrenzt bleiben. Weiterhin sollen Interferenzeffekte am Flügelwandübergang verringert werden. Dies kann über ein Verschieben der aerodynamischen Belastung beeinflusst werden. Bei dem Design von Flügeln werden folgende Maßnahmen angewendet, die hier relevant erscheinen [69]:

- Anpassen der Profilform, insbesondere der Dickenverteilung
- Änderung der Wölbung
- Änderung des Twists
- Änderung des Nasenradius (hier nur bedingt anwendbar)
- Änderung des Pfeilungswinkels, insbesondere an der Vorderkante
- Vergrößerung von Abständen, um Einflüsse zu verringern
- Zur Reduzierung eines Tipwirbels kann außerdem die Zuspitzung, sowohl der Planform als auch des Dickenverhältnisses variiert werden.

$b/2 + \text{Penichebreite}$	0.51 m+0.03 m
$c_{\text{Peniche}}$	0.6134 m
$c_{\text{Wurzel}}$	0.5834 m
$c_{\text{ref}} = c_{\text{Kink}}$	0.31132 m
$S_{\text{ref}}$	0.16639 m <sup>2</sup>
$x_{\text{rot}}$ ab Nase	0.3217 m
$\varphi_{\text{VK}}$	53 °
$r_{\text{Nase}}/c$	0.5%

Tabelle 3.1: Referenzgrößen und wichtige Größen des Modells

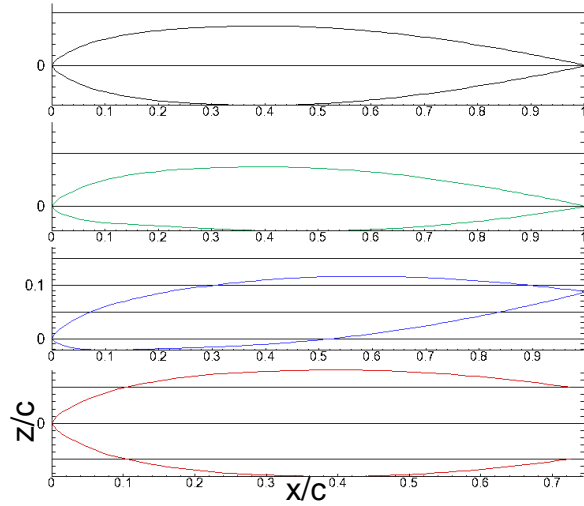


Abbildung 3.2: Flügelprofile, von oben nach unten: Symmetrieebene, innerer Kink, äußerer Kink, Tip

Aus diesen Vorüberlegungen ergaben sich die folgenden Designmaßnahmen. Als Hauptprofil wurde das Profil am inneren Kink des SACCON Modells gewählt, um innerhalb des Projektes konsistent zu bleiben (Abb. 3.2). Für erste Betrachtungen, die die Wirbelströmung nicht berücksichtigten, wurden zunächst einfache potentialtheoretische Programme angewendet (NASTRAN, mses [93] für Profildaten, Nurflügler V1ff. [94]). Für die weiterführenden Untersuchungen wurden Simulationen mit dem TAU [95] (Abschnitt 3.3) durchgeführt.

- An der Flügelwurzel wurde ein symmetrisches Profil durch eine Spiegelung der Oberseite des Kinkprofils erzeugt. Hierdurch werden sowohl der effektive Einstellwinkel als auch die Wölbung des Profils reduziert. Die geringfügige Vergrößerung des Nasenradius kompensiert die stromab Verschiebung der Isobaren durch den Hufeisenwirbel und die Entpfeilung an der Wand.
- Der Hinterkantenwinkel am Hauptkörper wurde reduziert (von -53 ° auf -26.5 °). Dadurch sind die Fläche und der Einfluss des Hauptkörpers geringer. Der Pfeilungswinkel der 50%-Linie wird größer. Außerdem wird der Sprung in den Momentenverläufen reduziert.
- Am Hauptflügel wird nur der Twist um die Vorderkante variiert. Das Profil bleibt konstant.
- Im Vergleich zum SACCON Modell wurde die Stelle, ab der das Flügel- in das Tipprofil übergeht und die Dicke abnimmt, mit dem äußeren Kink gleichgesetzt. Dadurch werden unnötig viele Übergänge vermieden.
- Der äußere Teil des Flügels geht in eine gekürzte Variante (70%) des Wurzelprofils über. Hierdurch bleibt die Dicke der Hinterkante konstant.

Die Größe des Flügelfußes wurde so begrenzt, dass eine gute Abdichtung der Öffnung in der Wand bzw. in der Drehscheibe möglich ist. Das Modell wurde an drei Schnitten mit einer Koordinaten-Messanlage mit Kugelpfopf vermessen. Die maximale Abweichung von der CAD-Geometrie (Computer Aided Design) lag unter 0.1 mm. Die Oberflächenrauigkeit ( $R_z$ ) beträgt laut Fertigungsprozess max. 6  $\mu\text{m}$ . Messungen ergaben eine mittlere Rauigkeit von unter 3  $\mu\text{m}$ .

### 3.3 Numerische Vorbetrachtung der Strömung

Der Charakter der Wirbelströmung und das Verhalten bei der Variation unterschiedlicher Parameter wurde zunächst mit Hilfe von Simulationen untersucht. Es war zum einen hilfreich für die Definition der Testenveloppe und zum anderen für die Auslegung des Modells und des Versuchsstands bzw. die Wahl der Aktuatorik. Des Weiteren unterstützen die Ergebnisse die Auswahl und Positionierung von Messmitteln. Die nachfolgenden Beschreibungen dienen zum besseren Verständnis, vor allem des Vorgehens bei der Auslegung. Die Ergebnisse sind in [90] detaillierter beschrieben. Für die Simulation von wirbelbehafteten Strömungen sind höherwertige numerische Verfahren notwendig, die viskose Effekte und Ablösungen miteinbeziehen können. Daher mussten diese Werkzeuge schon sehr früh in der Planungsphase angewendet werden, um eine geeignete Geometrie definieren und das Verhalten der Strömung abschätzen zu können. Auch war es ein wesentlicher Aspekt bei der Definition und der Bewertung der Machbarkeit der verschiedenen erstellten Konzepte.

Zunächst wurde das Modell unter Freiflug-Bedingungen simuliert – im folgenden Referenzgeometrie genannt. Später wurden auch die Vorkammer, die Düse und die Messstrecke des Windkanals mit einbezogen. Der Massenstrom wurde iterativ angepasst, um die gewünschten Anströmbedingungen zu erhalten. Die Berechnungen mit dem Strömungslöser TAU [95] sowie die Erstellung der Gitter wurden von Guido Voß durchgeführt. Es wurden überwiegend hybride Gitter mit strukturierten Teilen im Bereich des Modells und der Windkanalwände verwendet. Diese wurden mit Centaur oder ICEM CFD erstellt und umfassten ca. 18 Mio. Punkte. Es wurden Rechnungen durchgeführt, welche die stationären und weitere, die die instationären Reynolds Averaged Navier-Stokes Gleichungen lösen (RANS/URANS). Für letztere wurde eine zeitliche Auflösung von 0.000125 s gewählt. Hierdurch konnten bei der Kopplung mit der Struktur die strukturellen Schwingungen aufgelöst werden. Dabei waren in der Regel 200 innere Iterationen pro Zeitschritt notwendig. Es wurde eine vollturbulente Strömung angenommen und das Spalart-Almaras Eingleichungsmodell angewendet [96]. Jenes hatte sich im Laufe des Projektes und dessen Vorgänger „UCAV 2010“ als geeignet und robust erwiesen [48, 97].

Zur Analyse der lokalen, der spannweitigen und der globalen aerodynamischen Beiwerte sowie der Verformungen wurden umfassende Matlab Routinen erstellt. Sie können sowohl für instationäre wie auch stationäre Fälle verwendet werden und wurden schon für die Analyse der CFD-Simulationen (Computational Fluid Dynamics) von anderen Windkanalmodellen erfolgreich getestet. Eine Beschreibung des Vorgehens befindet sich im Anhang (Abschnitt B.1). Der wesentliche Aspekt ist die Robustheit und die geringe Anzahl an Angaben durch den Nutzer, da während der Auslegung viele Änderungen der Geometrie oder der CFD-Gitter durchgeführt werden mussten. Mit ihrer Hilfe konnten außerdem Sensorpositionen definiert werden, da beliebige Schnitte und Positionen ausgewählt und analysiert werden können.

#### 3.3.1 Charakter und Topologie der Wirbel

Die Analyse der Referenzgeometrie ergab, dass am Flügel ab einem Anstellwinkel von ca.  $10^\circ$  ein Hauptwirbel und ein unvermeidbarer Tipwirbel entstehen (Abb. 3.3). Letzterer bleibt jedoch auf die Flügelspitze begrenzt. Der Hauptwirbel wandert mit zunehmendem Anstellwinkel stromaufwärts und Richtung Flügelmitte. Beide Wirbel weisen die gleiche Rotationsrichtung auf. Sekundär- oder Tertiärwirbel wurden nicht gefunden. Sie entstehen z.B. bei Deltaflügeln durch den starken adversen Druckgradienten, der hier jedoch geringer ausfällt.

Bei dem Fall, der in Abb. 3.4(a) dargestellt ist, bildete sich an der Vorderkante ein zusätzlicher kleiner Wirbel aus. Er entsteht auf Grund einer Ablöseblase stromab eines Stoßes, der ein sehr

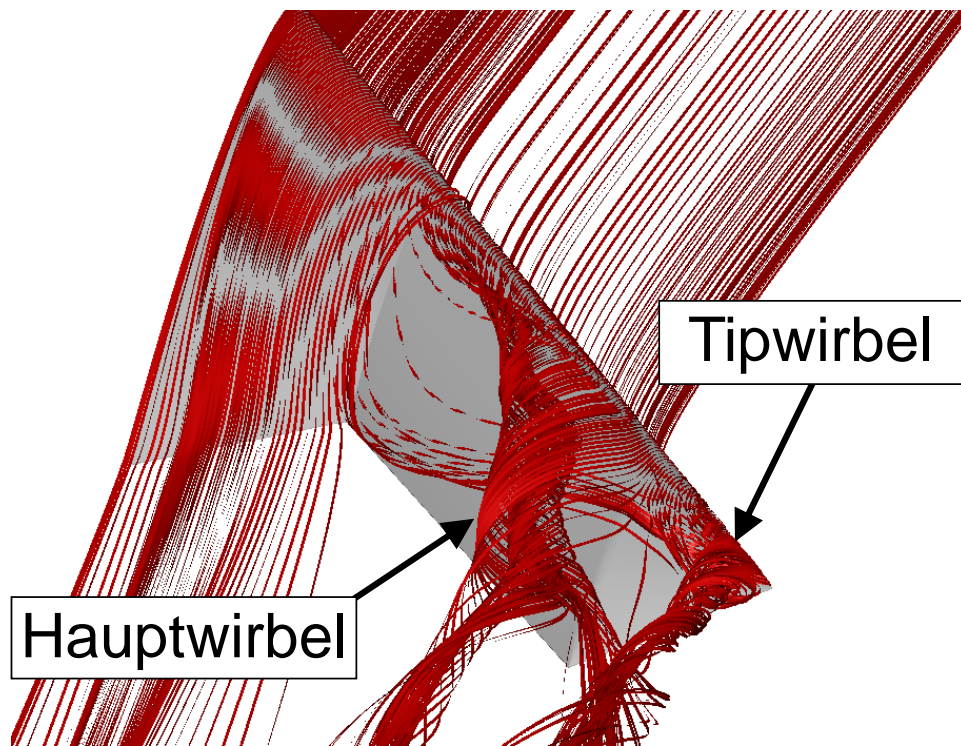


Abbildung 3.3: Haupt- und Tipwirbel,  $\alpha = 16^\circ$ ,  $Ma = 0.5$ , Referenzgeometrie, G. Voß [90]

kleines Überschallgebiet an der Vorderkante abschließt. An der Flügelvorderkante bildet sich eine starke Saugspitze. Der Hauptwirbel verläuft zunächst nahe der Oberfläche und weist eine sehr flache elliptische Form auf. Dies kann als Aufrollen der Strömung von der Hinterkante her beschrieben werden. Aus den Schubspannungslinien auf der Oberfläche wird ersichtlich, dass sich im Außenbereich die Ablöselinie der Strömung stromab der Vorderkante befindet.

Ab einem bestimmten Anstellwinkel entfernt sich der Wirbel jedoch von der Oberfläche des Flügels und geht in eine rundere Form über (Abb. 3.4(b)). Dies wird im Folgenden vereinfacht als „Ablösen“ des Wirbels bezeichnet - nicht zu verwechseln mit periodischen Wirbelablösungen z.B. an Zylindern. Dadurch nimmt der Auftrieb leicht ab. Die Geschwindigkeitskomponenten, die durch den Wirbel induziert werden, erzeugen unterhalb des Wirbels jedoch einen stärkeren Unterdruck und damit zusätzlichen Auftrieb. Hierdurch steigt der Auftrieb mit zunehmendem Anstellwinkel und Wanderung des Wirbels Richtung Flügelmitte wieder an. Auf der Unterseite des Flügels bleibt der Druck nahezu unbeeinflusst. Die Auftriebsverteilung wird deutlich dreieckiger. Der Druckpunkt wandert stromab (Abb. 3.5) und bewirkt besonders im äußeren Flügelbereich ein kopflastigeres Torsionsmoment.

### 3.3.2 Machzahl Einfluss

Zunächst wurden Simulationen mit  $Ma = 0.8$  und  $Ma = 0.5$  verglichen, um den Einfluss der Anströmmachzahl und auftretender Stöße identifizieren zu können. Für die Auslegung wurde die maximale Anströmmachzahl des Versuchs von  $Ma = 0.7$  verwendet. Mit steigender Machzahl verschieben sich die Effekte, wie die Wirbelbildung, zu geringeren Anstellwinkeln. Hierdurch verringert sich der maximale Auftriebsbeiwert und dessen Anstellwinkel. Außerdem bilden sich Überschallgebiete. Deren abschließender Stoß verläuft nahezu parallel zur Flügelvorderkante. Bei stärker gepfeilten Deltaflüglern werden in einem ähnlichen Machzahlbereich häufig Stöße parallel zur Wirbelachse beobachtet [40, 41]. Jene beruhen auf den hohen Übergeschwindigkeiten, die in der Wirbelströmung entstehen, und bilden sich zwischen dem Wirbelkern und der Oberfläche des Flügels. Im vorliegenden Fall induziert der Stoß die Wirbelbildung (siehe

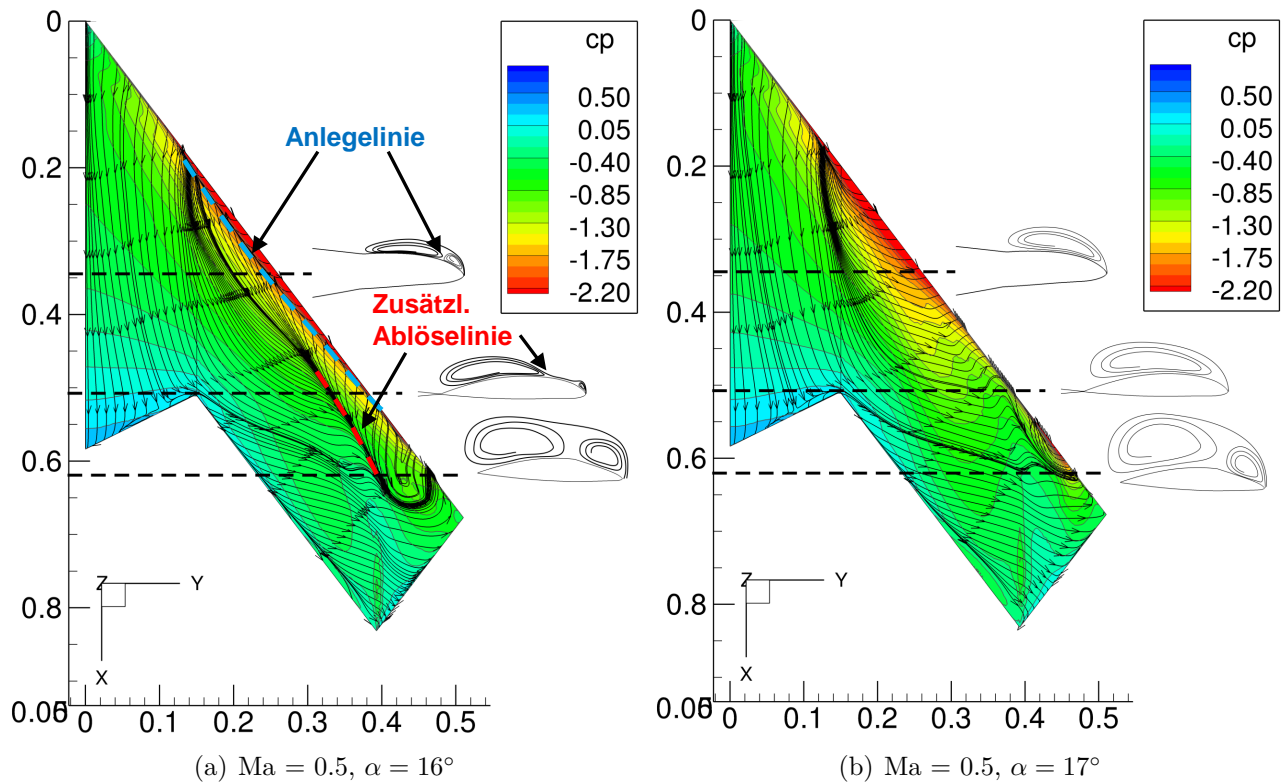


Abbildung 3.4: Referenzgeometrie, Oberflächenspannungslinien und Druckbeiwerte,  $[x, y] = \text{m}$ , vertikale Dicke des Wirbels überhöht dargestellt [90]

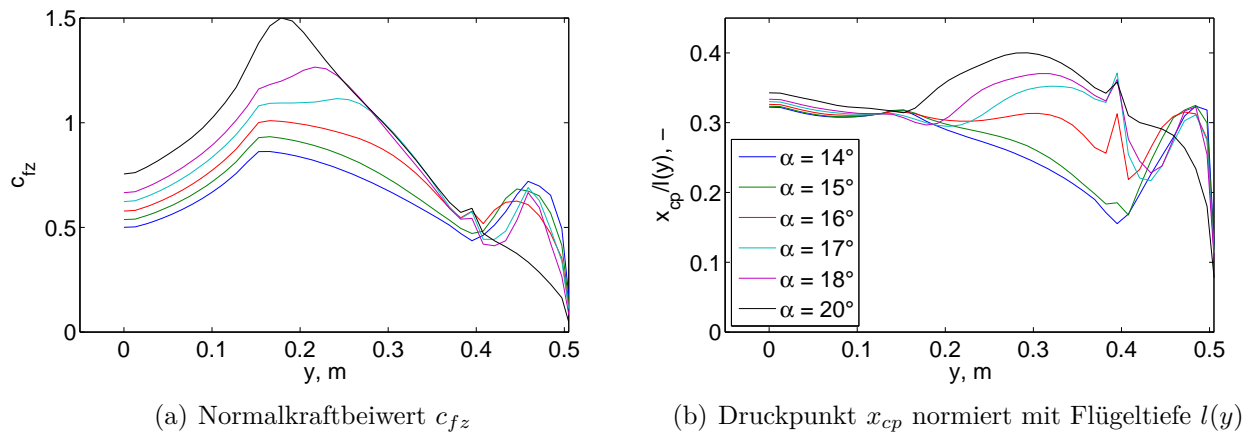


Abbildung 3.5: Spannweite Verteilungen,  $\text{Ma} = 0.5$ ,  $\alpha = 14^\circ - 20^\circ$ , Referenzgeometrie [90]

Abschnitt 2.1.2 und [90]). Durch den starken Druckgradienten in Verbindung mit der Querströmungskomponente durch die hohe Flügelpfeilung rollt sich die Strömung auf. Somit fördert die stoßinduzierte Ablösung die Wirbelbildung. Teilweise wird der Effekt der früheren Wirbelbildung durch den zusätzlichen Auftrieb der Überschallgebiete kompensiert.

Numerisch ist schon die Vorhersage der Stoßposition bei niedrigeren Anstellwinkeln immer auch abhängig von z.B. dem Turbulenzmodell. Daher ist in Verbindung mit wirbelbehafteter Strömung mit größeren Unsicherheiten bei der Vorhersage der aerodynamischen Beiwerte und Lasten zu rechnen. Es betrifft u.a. die Wanderung des Wirbels mit steigendem Anstellwinkel und die Extrema der Beiwerte.

### 3.3.3 Verhalten der Wirbelströmung bei Nickschwingungen

Analysen bei Nickschwingungen wurden überwiegend als schwach gekoppelte CFD-CSM (Computational Structural Dynamics) Rechnungen durchgeführt, um das dynamische (Antwort)verhalten des Modells zu untersuchen (Abschnitt 4.4.1). Bei  $Ma = 0.5$  wurden hierfür ein Winkel unterhalb der Ablösung des Wirbels,  $\alpha = 14.5^\circ$ , und einer knapp darüber,  $16.5^\circ$ , gewählt. Der Offset (Abb. 3.6) zu den Werten bei stationärem Anstellwinkel ist durch die Elastizität der Struktur, besonders der Antriebswelle, zu erklären. Bei einer Amplitude von  $0.2^\circ$  tritt weitestgehend ein harmonisches Verhalten der Luftkräfte auf. Es liegt jedoch selbst bei einer Anregungsfrequenz ( $f_{ex}$ ) von 5 Hz eine erhebliche Nacheilung vor. Der Auftrieb eilt dem Anstellwinkel nach (Abb. 3.7). Der Real- und der Imaginärteil der Luftkräfte fallen in diesem Anstellwinkelbereich, besonders im Außenbereich des Flügels, sehr hoch aus (Definition instationärer Beiwerte: Abschnitt 5.3.1). Der Tip- und der Hauptwirbel entwickeln sich unterschiedlich. Der Tipwirbel beginnt schon bei niedrigeren Anstellwinkeln zusammenzuberechnen. Dies ruft gegenphasige instationäre Drücke (Abb. 3.8) hervor.

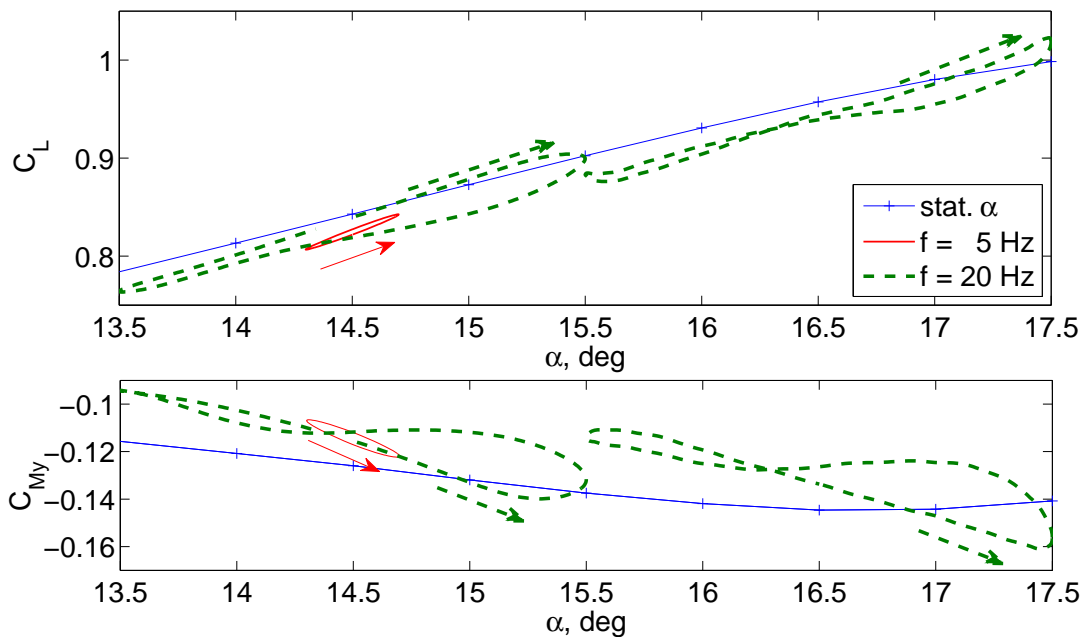


Abbildung 3.6: Globaler Auftriebs-  $C_L$  und Momentenbeiwert  $C_{My}$  bei Nickschwingungen und konstantem  $\alpha$ ,  $Ma = 0.5$

Von Bedeutung für die Auslegung des Modells sind auch die nichtlinearen Effekte, die bei größeren Amplituden auftreten (Abb. 3.6). Dadurch könnten z.B. die höherharmonischen aerodynamischen Antworten der Anregungsfrequenzen mit den strukturdynamischen Eigenfrequenzen interagieren und deutlich höhere Verformungen hervorrufen, als dies auf Grund der stationären Lasten zu erwarten ist. Die veränderte Aerodynamik könnte außerdem zu einem instabilen aeroelastischen Verhalten führen. Bei  $\alpha = 16.5^\circ$  ist schon der zu Grunde liegende stationäre Verlauf der aerodynamischen Beiwerte deutlich nichtlinearer. Bei dem Modell des B1 Bombers traten bei Anstellwinkeln mit ähnlichem aerodynamischen Verhalten bzw. ähnlichen Druckverteilungen LCOs auf. Der Auftriebsverlauf in Abhängigkeit von der generalisierten Verformung des ersten Biegemodes wurde als acht-förmig beschrieben [11]. Die Schwingungen bewirkten am Tip Anstellwinkeländerungen von ca.  $1^\circ$ . Bei ähnlichen Effekten würde dies für das IWEX-Modell erhöhte Verformungen und damit Spannungen bedeuten.



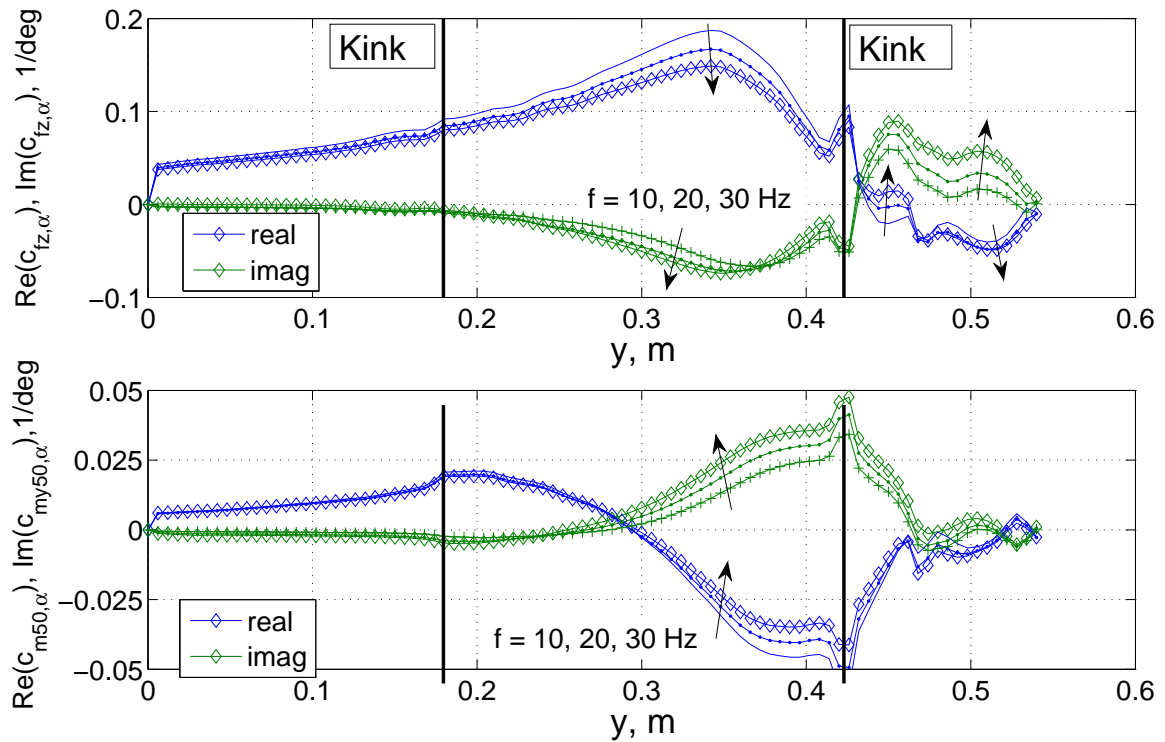


Abbildung 3.7: Spannweite Verteilung der Antwort von Normalkraft-  $c_{fz,\alpha}$  und Momentenbeiwert um die 50% Linie  $c_{my50,\alpha}$ , Nickschwingung,  $\alpha = 14.5^\circ \pm 0.2^\circ$ , Anregungsfrequenzen  $f_{ex} = \{10, 20, 30\}$  Hz,  $Ma = 0.5$ , vergl. Abb. B.3

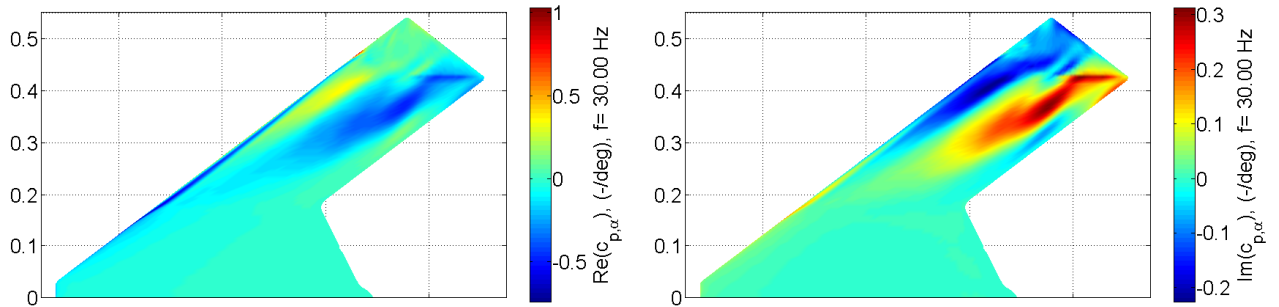


Abbildung 3.8: Instationäre Druckbeiwerte  $c_{p,\alpha}$ ,  $Ma = 0.5$ ,  $\alpha = 14.5^\circ \pm 0.2^\circ$

### 3.3.4 Instationäre Drücke bei wirbelfreier Strömung

Um einen ersten Eindruck über das Verhalten der instationären Drücke bei derartigen Konfigurationen zu erhalten, wurden zunächst Berechnungen mit NASTRAN, später mit ZAERO, für verschiedene Bewegungsformen durchgeführt. Ähnliche Bedingungen sind bei niedrigeren Anstellwinkeln mit linearer, nicht-wirbelbehafteter Strömung zu erwarten. Bei einer Anstellwinkelschwingung ist zu beachten, dass in dem Anteil der lokalen Bewegung mit steigendem Pfeilungswinkel und steigender Spannweite ein deutlich ansteigender Hubanteil im Vergleich zu dem Rotationsanteil um die 50%-Linie enthalten ist (Abb. 3.9). An der Vorderkante wirken beide Effekte einander entgegen.

In den Abbildungen (Abb. 3.10 bis 3.12) sind eine Hubschwingung, eine Anstellwinkelschwingung um eine Achse normal zur Wand und eine reine Torsionsschwingung um eine Achse parallel zur Flügelvorderkante zum Vergleich dargestellt. Bei der Achse normal zur Wand ist, anders als bei der Achse parallel zur Vorderkante, eine deutliche Variation der instationären Druckbeiwerte und des Phasenverhaltens entlang der Spannweite zu erkennen (spannweite instationäre

Luftkräfte Abb. B.4). Das ist auf den Hubanteil zurückzuführen (vergl. Abb. 3.10). Es kann davon ausgegangen werden, dass der Druckbeiwert an der Flügelspitze durch die potentialtheoretischen Verfahren deutlich überschätzt wird. Die Geometrie wurde für die weiterführenden potentialtheoretischen Betrachtungen daher gekürzt.

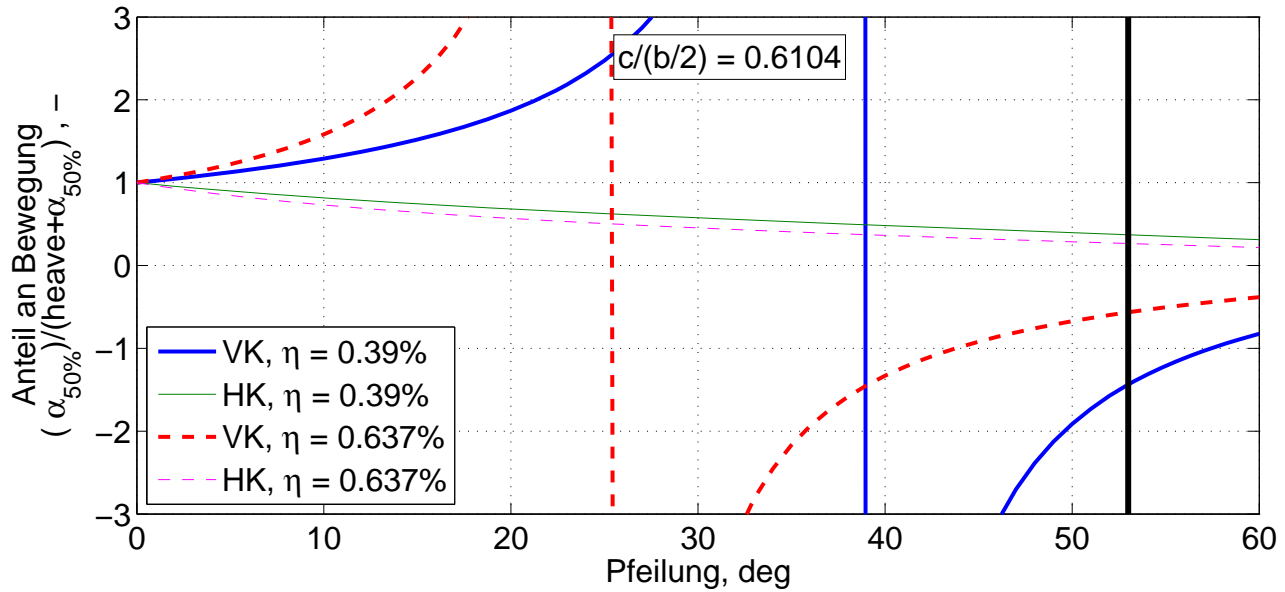


Abbildung 3.9: Lokaler Anteil der Bewegung normal zur Oberfläche, aufgetragen über dem Pfeilungswinkel, Hub- ( $\text{heave} = \tan(\varphi) \cdot \eta$ ) im Vergleich zum Rotationsanteil ( $\alpha_{50\%} = c/(b/2) \cdot \{-0.5, 0.5\}$ ) um die 50%-Linie, Anstellwinkelschwingungen um eine Achse bei 50%-Wurzeltiefe, zwei spannweite Positionen ( $\parallel$  Druckschnitte des IWEX Modells),  $\varphi_{\text{IWEX}} = 53^\circ$



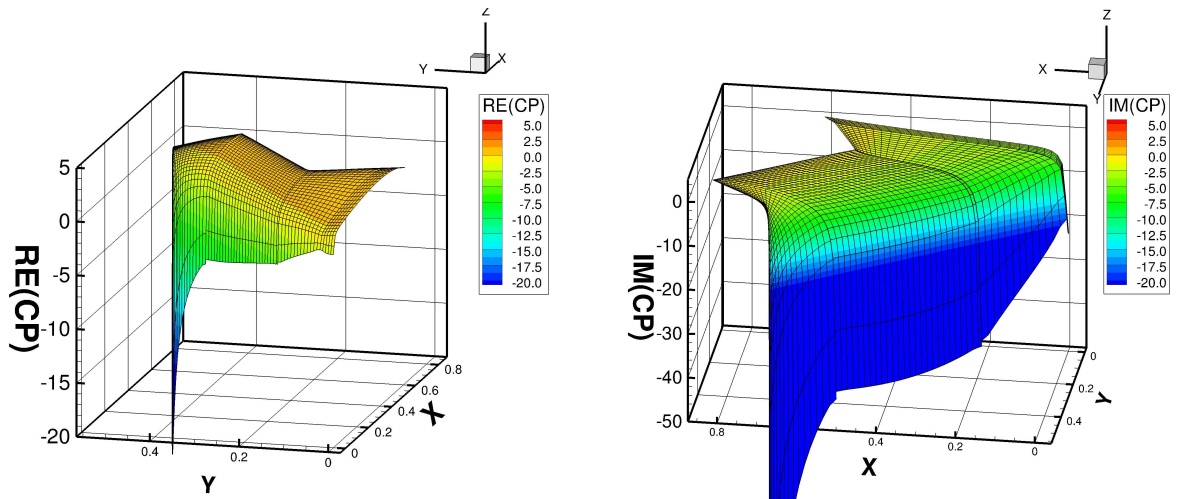


Abbildung 3.10:  $Ma = 0.5$ ,  $k = 0.5$  (Definition in ZAERO:  $k = 2\pi f \cdot L/2/v_\infty$ , daher  $L = 2c_{ref}$ ), instationäre Druckbeiwerte, Hubschwingung

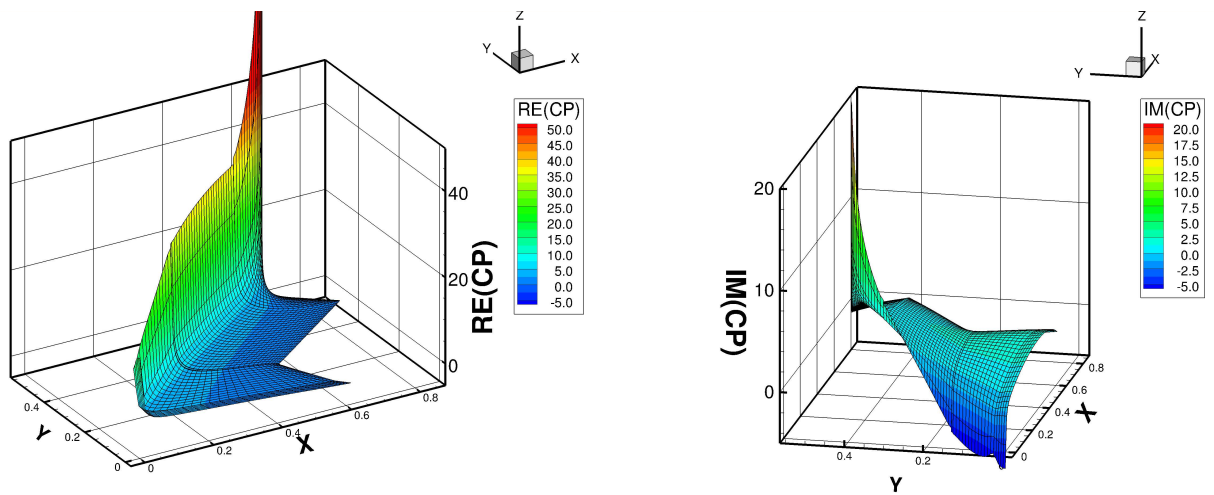


Abbildung 3.11:  $Ma = 0.5$ ,  $k = 0.5$ , instationäre Druckbeiwerte, Anstellwinkelschwingung

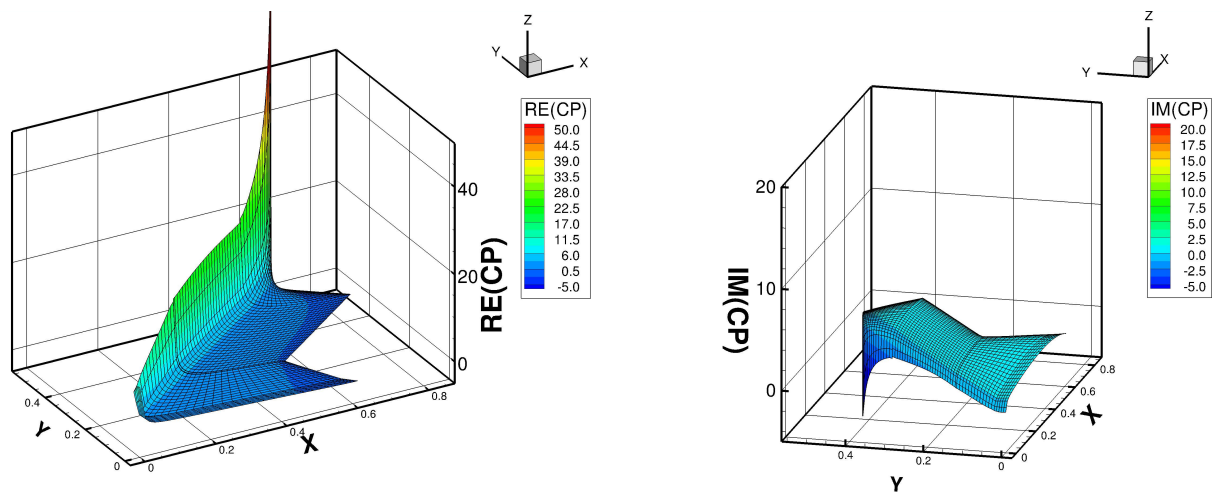


Abbildung 3.12:  $Ma = 0.5$ ,  $k = 0.5$ , instationäre Druckbeiwerte, Torsionsschwingung um Achse || zu Vorderkante

## 4 Versuchsaufbau und Auslegung

Im folgenden Kapitel werden die Einzelheiten des Aufbaus und der Messumgebung, die Konstruktion sowie die Auslegung des Versuchsstands und des Modells genauer beschrieben. Die Kriterien wurden, wie im vorangegangenen Kapitel erläutert, im Rahmen der Konzeptfindung zuvor definiert oder zumindest durch einfache Modelle grundsätzlich untersucht.

### 4.1 Windkanal

Die Tests wurden im Transsonischen Windkanal Göttingen (TWG) durchgeführt (Abb. 4.1). Er wird von der Stiftung Deutsch-Niederländische Windkanäle (DNW) betrieben und ist ein Kanal Göttinger Bauart. Mit der eingesetzten Messstrecke sind Anströmmachzahlen von  $Ma = 0.5$  bis ca.  $0.9$  möglich. Die Regelung der Geschwindigkeit erfolgt durch eine stufenweise Variation der Drehzahl des Verdichters und eine kontinuierliche Veränderung des Diffusorwinkels stromab der Messstrecke. Somit sind nur diskrete Drehklänge in den Messdaten zu erwarten. Der Ruhedruck kann von  $30 \text{ kPa}$  bis  $150 \text{ kPa}$  verändert werden. Mittels des eingebauten Kühlers kann die Temperatur variiert oder konstant gehalten werden. Abhängig von der Außentemperatur, Machzahl, Modellposition und Druck lag während dieser Versuche eine Ruhetemperatur von ca.  $20^\circ - 40^\circ \text{ C}$  vor. Die verwendete Messstrecke hat einen Querschnitt von  $1 \times 1 \text{ m}^2$  mit adaptiven Wänden an Decke und Boden, um die Verdrängung durch das Modell und die Grenzschicht auszugleichen. Es werden 22 Stellmotoren an der Ober- und 20 an der Unterseite der Messstrecke genutzt, um die Wände zu verformen.

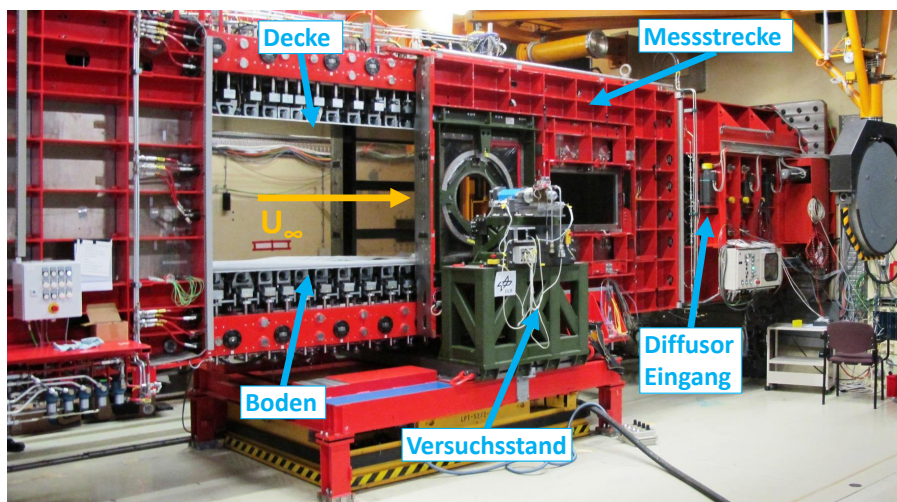


Abbildung 4.1: Transsonischer Windkanal, Messstrecke, Konfiguration 2

Während dieser Versuche wurde jedoch vor allem eine Einstellung mit divergenten Wänden von  $2.8 \text{ mm/m}$  verwendet, um die Verdrängungseffekte durch die dicker werdende Grenzschicht zu kompensieren. Die Adaption wurde nicht verwendet, da diese bei dreidimensionalen Modellen nur begrenzt sinnvoll eingesetzt werden kann und um die begleitenden numerischen Simulationen zu erleichtern. Im Diffusor wurde ein Verdrängungskörper eingebaut, wodurch der Bereich der Anströmmachzahl auf  $Ma = 0.3$  bis  $0.7$  herabgesetzt werden kann. In den Wänden befinden sich Bohrungen für stationäre und instationäre Druckmessungen. Bei den vorgestellten Versuchen wurden die Daten an 32 Positionen im Mittelschnitt der Messstrecke aufgenommen. Die

Parameter des Windkanals werden vom Windkanalbetreiber in Form von Textdateien ca. im Sekundentakt an das Messsystem übermittelt. Für weiterführende Berechnungen werden überwiegend die Machzahl, der Ruhedruck, der Plenumsdruck und die Ruhetemperatur verwendet. Die Messstrecke ist von einem Plenum umgeben, dessen Druck nahezu dem statischen entspricht. Das Windkanalkoordinatensystem (WK) liegt in Strömungsrichtung, mit der z-Achse normal von der Erdoberfläche weg weisend.

## 4.2 Versuchsstand

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein neuer Versuchsstand entwickelt (Abb. 4.2). Er besteht aus einem zweiteiligen Unterbau, der in einer Vorentwicklung mittels einfacher FE-Modelle hinsichtlich möglichst hoher Eigenfrequenzen ( $> 100\text{--}120\text{ Hz}$ ) und guter optischer Zugänglichkeit konstruiert wurde. Die FE-Berechnung der Detailkonstruktion ergab eine erste Eigenfrequenz von  $135\text{ Hz}$ . Während der Vortests wurden keine dominanten Eigenschwingungen detektiert.

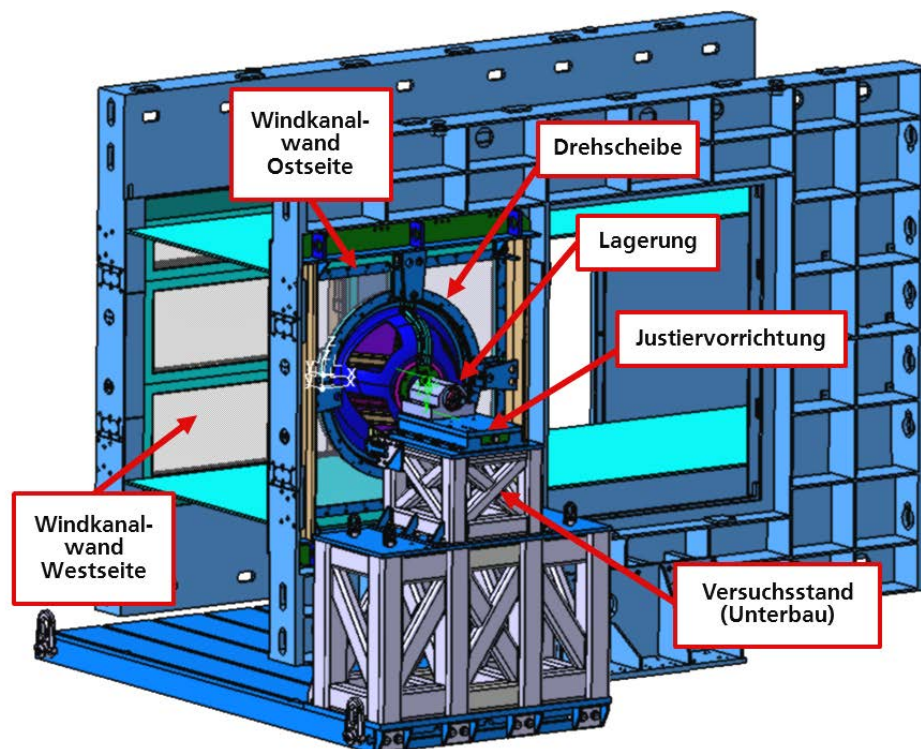


Abbildung 4.2: Versuchsstand und Messstrecke, Konfiguration 1

Der Versuchsstand wird unter die Messstrecke geschoben. Auf ihn wird eine Justiervorrichtung geschraubt (Abb. 4.3 und 4.4). Langlöcher ermöglichen ein Variieren der spannweiten Position um mindestens  $50\text{ mm}$ , ein leichtes Verdrehen um die Hochachse und ein leichtes Verschieben in Strömungsrichtung. Zur Feinjustage sind hierfür jeweils zwei Abdrückschrauben zu beiden Seiten der Vorrichtung angebracht. Durch Verschieben eines Keils mittels einer Schraube lässt sich die Auflagefläche in vertikaler Richtung um  $\pm 3.5\text{ mm}$  verfahren. Der gesamte Versuchsstand kann mit Abdrückschrauben, die sich an der Messstrecke befinden, verschoben werden.

Auf die Justiervorrichtung wird eine Seite eines vorhandenen Antriebssystems für instationäre Messungen an 2D-Profilen gesetzt [98]. Es besteht aus einem hydraulisch angetriebenen Drehzylinder, einem Faltenbalg mit Sicherheitssperre und einer Lagereinheit mit einer Vollwelle, an die eine piezoelektrische Waage angeschraubt wird. Der Aktuator ermöglicht Anstellwinkelländerungen von  $\pm 20^\circ$ . Anregungsfrequenzen von bis zu  $100\text{ Hz}$  sind möglich, jedoch nimmt die Amplitude, bei der saubere sinusförmige Schwingungen möglich sind, mit der Frequenz ab.

Das Modell hat einen Einstellwinkel von  $+10^\circ$ . Somit kann  $\alpha$  zwischen  $-10^\circ$  und  $+30^\circ$  variiert werden. Die Parameter des PID Reglers wurden in Vorversuchen ohne Wind mit einem Dummykörper mit ähnlicher Trägheit ( $I_{yy}$ ) optimiert. Auf Grund der schon geometrisch bedingten hohen Trägheit des Modells mussten deutlich andere Werte als bei anderen Modellen gewählt werden. Insbesondere die Dämpfung musste erhöht werden. Als Ist-Wert dient das Signal eines Feldplattenpotentiometers am freien Ende der Welle des Drehzylinders. Bei den ersten beiden Messkampagnen kam die Regelungsanlage S59 der Firma Schenck, bei der dritten die 8800ml von Instron Structural Testing Systems zum Einsatz.

Die Sicherheitssperre wird mittels einer Speicher Programmierbaren Steuerung (SPS) [99] bedient, die für den einseitigen Betrieb angepasst wurde. Sie begrenzt den möglichen Anstellwinkelbereich des Modells durch Klauen, die auseinander gefahren werden können. Am Faltenbalg befindet sich ein Abschnitt mit einem trapezförmigen Querschnitt, der an den Klauen anschlägt, wenn die Grenzen des eingestellten Anstellwinkelbereichs erreicht werden.

Die Steifigkeit der Aufhängung, also insbesondere der Lager und der Welle, wurde in Vorversuchen bestimmt und auch zur Verbesserung der FE-Modellierung des Modells, einschließlich der Antriebswelle, verwendet. Durch ein Umstellen der Festlageranordnung auf eine Tandem O-Anordnung, bestehend aus zwei Schrägkugellagerpaaren, konnte vor allem die radiale Steifigkeit ( $K_r$ ), gemessen an der Vorderseite der Waage, gesteigert werden ( $1/K_r = 7.5\text{E}-5\text{mm}/\text{N}$  vorher ca.  $4.0\text{E}-5\text{mm}/\text{N}$ ,  $1/K_T = 1.8\text{E}-3^\circ/\text{Nm}$  statisch,  $K_T = 2.5\text{E}-3^\circ/\text{Nm}$  dynamisch). Dies erhöht insbesondere die Biegeeigenfrequenzen des Modells. In diesem Zuge wurden auch weitere Verbesserungsvorschläge für einen Umbau bzw. eine Erneuerung des Antriebs entwickelt. [100]

## 4.3 Windkanalwände und Peniche

Die Windkanalwände wurden hauptsächlich hinsichtlich möglichst guter optischer Zugänglichkeit und Variabilität, auch für zukünftige Versuche mit Halbmodellen, entwickelt. Außerdem kann die Seite, an der sich das Modell befindet, auch für 2D-Profilmessungen genutzt werden. Um die Interferenzeffekte an der Wand zu reduzieren, wurden zum einen ein Peniche, zum anderen zwei verschiedene Varianten der Durchführung des Modells durch die Wand entwickelt.

### 4.3.1 Windkanalwände

Bei der optischen Zugänglichkeit wurden vor allem Deformations-, iPSP- und PIV-Messverfahren berücksichtigt. Die Kombination aus dem hohen Pfeilungswinkel des Flügels und den hohen Anstellwinkeln stellt bei diesem Modell die hohe Schwierigkeit dar. Der Blickwinkel auf das Profil, respektive der Auftreffwinkel des PIV-Lasers oder der Blickwinkel auf dessen Ebene, werden teilweise sehr steil. Dies erfordert eine hohe Qualität der Scheiben (u.a. Schlierengrad, Oberflächenfehler, Einschlüsse). Da jene möglichst groß sein sollten, ist wegen der Belastung eine Dicke von 40 mm erforderlich. Die Seite gegenüber des Modells (Westseite) besteht aus zwei Scheiben gleicher Höhe und einer kleineren. Die vertikale Anordnung kann variiert werden, um zu verhindern, dass die Teilung mögliche Messanordnungen verhindert. Die Teilungen und Größen wurden bei der Erstellung des Konzeptes mittels der Modellierung von Sichtlinien und Ebenen in CAD Modellen definiert. Aus manchen Blickwinkeln werden einige Flächen durch die Krümmung des Profils nahezu verdeckt. Auf der Modellseite war die Durchführung des Fußstückes des Modells durch die Wand ein entscheidender Faktor. Der Abstand zwischen der Windkanalwand und der Lagerung bzw. der Verbindung des Modells mit der Piezowaage sollte möglichst kurz gehalten werden, um eine hohe Steifigkeit des Modells und hohe Eigenfrequenzen bzw. geringere Biegemomente erreichen zu können.



### 4.3.2 Durchführung des Modells durch die Wand

Bei der ersten Konfiguration wurde die Öffnung für die Durchführung des Modells durch die Windkanalwand von einer mitdrehenden Scheibe abgedeckt (Abb. 4.3). Sie wurde aus Karbonfaser verstärktem Kunststoff (CFK) hergestellt. Die Scheibe wird an der Rückseite der piezoelektrischen Waage befestigt. Hierdurch ist es möglich, nur die Kräfte und Momente, die am Modell angreifen, ohne den Einfluss der Drehscheibe zu messen. Anlaufflächen schützen vor einem Hereinziehen in die Messstrecke. An diesen wurden zwei druckempfindliche Sensoren installiert, die einen möglichen Kontakt detektieren. Ein genaues Positionieren wird durch die beschriebenen Vorrichtungen am Versuchsstand ermöglicht. Die radialen und axialen Abstände wurden basierend auf den erwarteten Verformungen des Antriebs und der Scheibe definiert. Die Lasten wurden anhand der CFD-Simulationen und die Steifigkeit der Aufhängung durch Messungen bestimmt. Durch diese Variante werden Spalte und Leckageströme auf ein Mindestmaß reduziert, um u.a. die Vergleichbarkeit mit numerischen Berechnungen zu verbessern. Durch die zusätzliche Trägheit der Drehscheibe sind jedoch geringere Anregungsfrequenzen möglich. Der begrenzende Faktor sind die Antriebsleistung des Aktuators und die Torsionseigenfrequenz der Welle. Jedoch liegt keine Begrenzung der Anstellwinkelamplitude durch die Konstruktion vor.

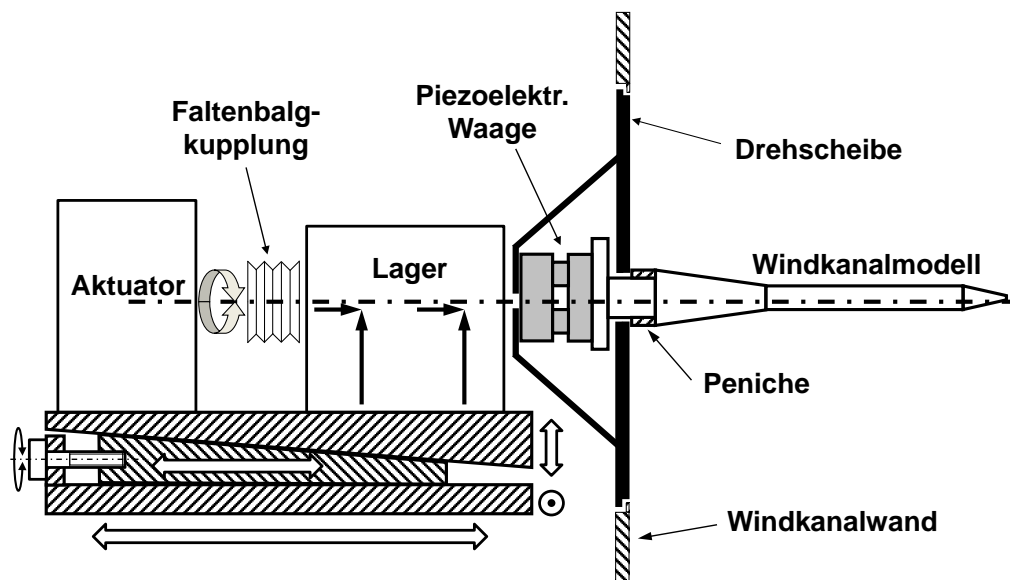


Abbildung 4.3: Skizze des Antriebs, Drehscheibe und Modell, Konfiguration 1

Bei der zweiten Konfiguration wurde anstelle der Drehscheibe ein Einsatz verwendet, der an der Kanalwand befestigt wird (Abb. 4.4). Er dreht also nicht mit. Die Öffnung für die Durchführung des Modellfußes wird mittels einer Labyrinthdichtung verschlossen. Diese besteht aus dünnen Blechen, die an das Modell geklebt werden, und einer oberen und unteren Halbschale, die in den Einsatz geschraubt werden. Um die Öffnung in den Halbschalen möglichst klein zu halten, sind die Anstellwinkelamplituden auf  $\pm 5^\circ$  begrenzt. Mittels geeigneter Bohrungen können mittlere Anstellwinkel von  $0^\circ$ ,  $5^\circ$  und  $15^\circ$  eingestellt werden. Diese Konfiguration kann für höhere Anregungsfrequenzen genutzt werden.

### 4.3.3 Peniche

Vor der Entwicklung der Halbmodell Variante mit Peniche wurden auch andere Übergänge, wie etwa eine unsymmetrische Teilung des Modells, hinsichtlich der strukturdynamischen und aerodynamischen Eigenschaften untersucht. Insgesamt ist die Variante mit einem zweigeteilten, auswechselbaren Peniche jedoch am geeignetsten. Die aerodynamische Beeinflussung durch

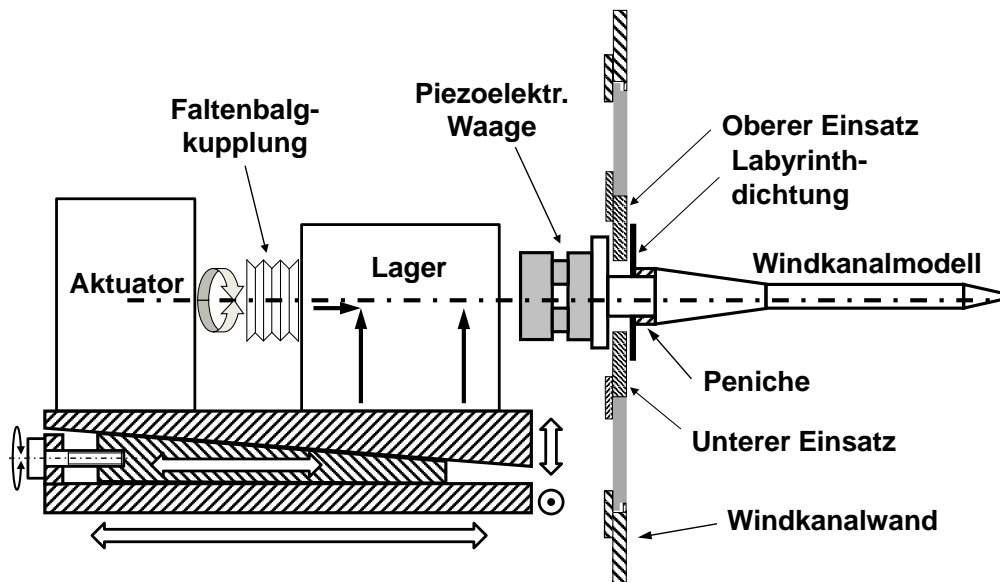


Abbildung 4.4: Skizze des Antriebs, Labyrinthbleche und Modell, Konfiguration 2

den Flügel-Wandübergang kann durch eine relativ geringe Spannweitenerhöhung gut minimiert werden. Hierdurch verringern sich die Eigenfrequenzen des Modells nur sehr wenig. Es könnten verschiedene Penicheformen bis zu einer Breite von 50 mm angeschraubt werden, was eine Anpassung an andere Anströmbedingungen ermöglicht.

Der Designprozess des Peniche ist in [90] beschrieben. Das Ziel war, die Eckenablösung im Hinterkantenbereich und den Verdrängungseffekt durch den Übergang zwischen Flügel und Wand sowie durch den Hufeisenwirbel zu reduzieren. Hierzu wurden die Ergebnisse der CFD-Rechnungen unter Freiflugbedingungen, simuliert mit einem Halbmodell mit einer Symmetrieebene, mit Rechnungen verglichen, die die Düse und einen Teil der Messstrecke enthalten. Die wichtigsten Kriterien waren die Wirbeltopologie und die Eckenablösung. Bei den relevanten Simulationen wurde vollturbulente Strömung angenommen, die RANS Gleichung gelöst und zur Modellierung der turbulenten Viskosität das Spalart-Allmaras Eingleichungsmodell verwendet (siehe Abschnitt 3.3). Mit Wänden wird der Hauptwirbel durch die Verdrängung und die Eckenablösung an der Hinterkante Richtung Flügelspitze verschoben und vereinigt sich mit dem Tipwirbel. Die Wände erhöhen zum einen die Zirkulation, zum anderen erzeugt die Verdrängung am Flügel-Wandübergang eine erhöhte Anströmgeschwindigkeit des Hauptflügels, was anhand der Geschwindigkeitsvektoren nachvollzogen werden konnte. Dadurch findet eine Verschiebung des charakteristischen Verhaltens, wie etwa der Wirbelbildung, zu etwa  $1^\circ$  niedrigeren Anstellwinkeln statt. Bei einem Modell einer ebenen Platte ergibt sich bei einer einfachen analytischen, potentialtheoretischen Berechnung der Zirkulation [101] mit Boden und Decke ein um ca. 4% erhöhter Auftriebsanstieg.

Iterativ wurde zunächst die spannweiteige Ausdehnung und anschließend die Form und Ausdehnung in Tiefenrichtung des Peniche verändert. Zunächst wurde der Peniche durch eine spannweiteige Extrusion des Profils an der Symmetrieebene erzeugt. Bei einer Penichebreite von 0.01 m ist anhand der Oberflächenstromlinien in Abb. 4.5 noch eine signifikante Eckenablösung zu erkennen. Sie erstreckt sich bei 0.03 m nur noch auf den Peniche. Die Grenzschichtdicke an der Kanalwand variiert bei den relevanten Anströmbedingungen zwischen 50 mm und 60 mm.

Anschließend wurde der Peniche im Hinterkantenbereich ungefähr um die Ausdehnung der vorliegenden Ablösung vergrößert, basierend auf den Verläufen der Stromlinien. Hierdurch entstand eine beulenartige Form mit einer um ca. 0.06 m längeren Profiltiefe. Durch den sehr weit stromab verschobenen Druckanstieg, der dadurch abrupter ausfällt, bildet sich über dem Peniche eine

Rezirkulation. Daher wurde die Beule schrittweise wieder verkleinert und die Oberflächenform angepasst. Durch den angepassten Peniche wird zum einen die Eckenablösung verringert und zum anderen der Anstellwinkelleffekt weitestgehend vermindert, da die zusätzliche Verdrängung, die durch die Interferenzen verursacht wird, verringert wird.

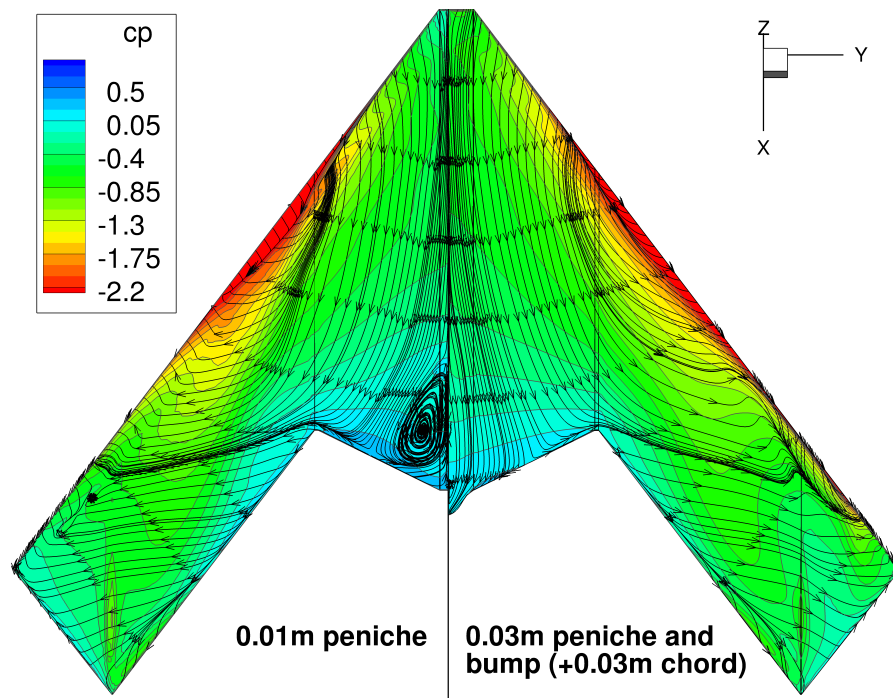


Abbildung 4.5: Druckverteilung, Wandschubspannungslinien,  $Ma = 0.5$ ,  $\alpha = 16^\circ$ , 0.01 m (ohne Beule) vs. 0.03 m Peniche mit Beule [90]

## 4.4 Struktur und Auslegung des Windkanalmodells

Das Windkanalmodell besteht aus zwei Hälften, einem zweigeteilten Peniche und einem Anschlussflansch, der sich zwischen Waage und Modell befindet. Die Struktur und Bauweise, der Modellfuß und der Flansch zur piezoelektrischen Waage wurden hinsichtlich der hohen Lasten und der strukturdynamischen und aeroelastischen Anforderungen des Versuchs konstruiert. Vor dem Versuch wurden Messungen der strukturellen Eigenschaften vorgenommen. Sofern notwendig, wurden die numerischen Modelle an die Ergebnisse angepasst.

### 4.4.1 Auslegung des Modells

Zuerst wurde eine Machbarkeitsstudie durchgeführt. Es wurde geprüft, ob grundlegende strukturelle und strukturdynamische sowie messtechnische Anforderungen erfüllt werden können. Der Prozess der Auslegung gliederte sich in die Phasen des Vorentwurfs und des detaillierten Entwurfs (Abb. 4.6) und ist in [102] genauer dargelegt.

Ausgehend von der Geometriedefinition bzw. deren Anpassungen wurden CAD-Modelle der Oberfläche erzeugt. Diese wurden zur Erstellung der CAD *Solid* Modelle (Volumenmodelle) und der CFD-Modelle verwendet. Mit letzteren wurden erste aerodynamische Lasten generiert. Weiterhin wurden mit einem Modellgenerator vereinfachte FE-Modelle erstellt. Sie dienten zur Auslegung und Berechnung struktureller Eigenschaften, z.B. der strukturdynamischen Eigenmodes. Jene wurden in ZAERO (Zona Technology Inc.) für eine Ermittlung der aeroelastischen Stabilität verwendet. Für die weiteren Untersuchungen wurden detaillierte FE-Modelle erzeugt,

die unter anderem für gekoppelte CFD/CSM Simulationen und erweiterte Berechnungen mit ZAERO genutzt wurden. Für die strukturellen Analysen wurde überwiegend NASTRAN von MSC eingesetzt [103, 104]. Das Ziel war, ein möglichst steifes Modell, geringe Trägheit und geringe Unwucht um die Bewegungsachse zu erreichen. Insbesondere die Eigenfrequenzen sollten möglichst hoch liegen, um einen großen Abstand zu den Anregungsfrequenzen zu ermöglichen. Lokale Verformungen, z.B. an der Hinterkante des äußeren Flügelbereichs, sollten minimiert werden. Außerdem mussten die strukturdynamischen Eigenheiten derartiger Planformen evaluiert werden. Mit zunehmender Pfeilung verändern sich selbst bei einfachen plattenartigen Strukturen geringerer Streckung die Eigenformen [105]. Beispielsweise werden sich die zweite Biegeform und die erste Torsionsform deutlich ähnlicher, was z.B. einen Einfluss auf das Flatterverhalten haben kann.

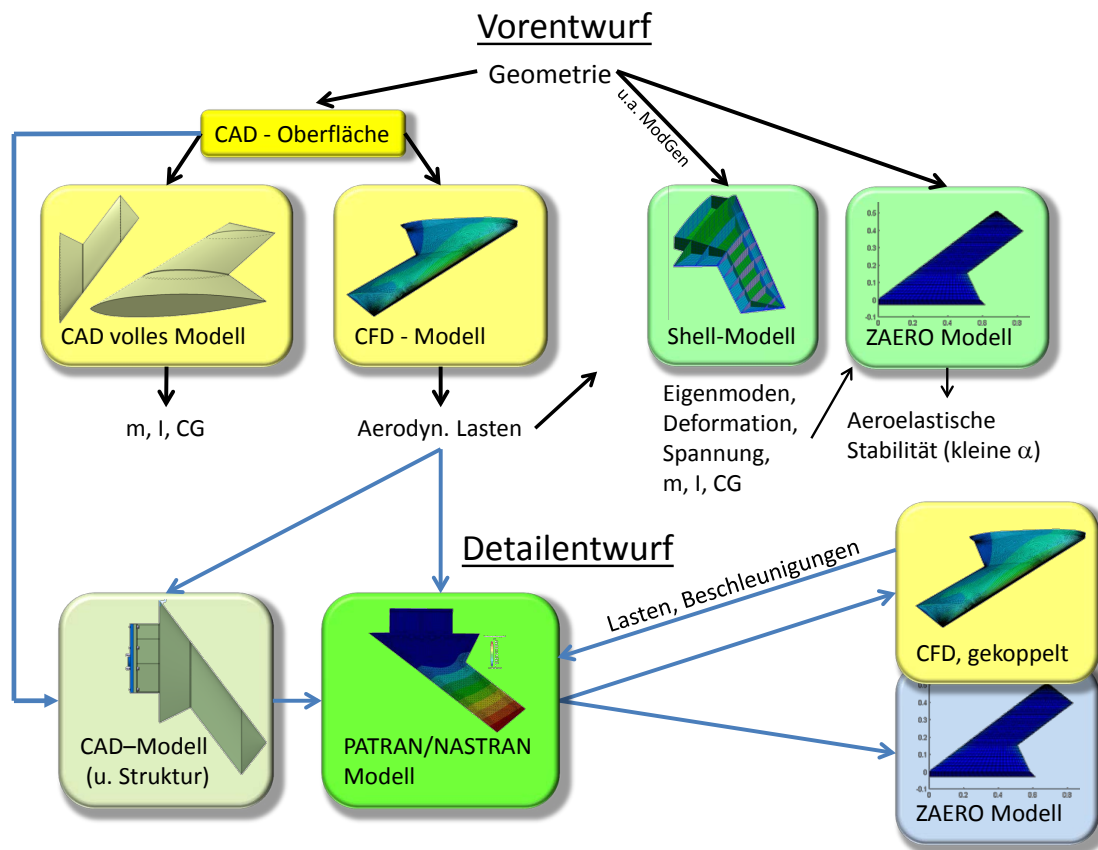


Abbildung 4.6: Designablauf, Abhängigkeiten von Geometrie-, Strukturmodellen und Lasten

## Vorentwurf

Zunächst wurden FE-Modelle erstellt, die überwiegend aus Schalenelementen bestehen. Hierfür wurde ModGen [106] verwendet, ein parametrischer Modell-Generator, der am Institut für Aeroelastik des DLR entwickelt wird. Damit lassen sich u.a. geometrische oder Materialparameter einfach variieren. Hierdurch wurde z.B. die Position und Dicke von Rippen und Holmen oder die Gestaltung des Fußstücks verändert und angepasst. Des Weiteren wurde festgestellt, dass auf Grund der komplexen Spannungsverteilungen der Einsatz von CFK keine Vorteile bringt. In der Regel würde man bei zwangserregten Modellen auf Faserverbundwerkstoffe zurückgreifen, um geringe Trägheit bei gleichzeitig hoher Steifigkeit zu erreichen. Auch wenn der spezifische Modul von CFK zwei bis zehn mal so hoch sein kann wie von Aluminium ( $26 \text{ GPa}/(\text{kg}/\text{m}^3)$ ), ist an Stellen wie z.B. der Hinterkante des inneren Kinks ein nahezu isotroper Materialaufbau notwendig (Berechnung mit eLamX [107, Version 1], Materialparameter siehe [108]). Dadurch



können die Vorteile der hohen Dehngrenze und Steifigkeit in Faserrichtung nicht genutzt werden. An anderen Stellen, z.B. der Hinterkante des äußeren Kinks, ist eine Mindestdicke für die Verbindung erforderlich, unabhängig von der Art des Fügens (Schrauben oder Kleben). Außerdem wären viele, komplizierte Negativformen mit hohen Genauigkeitsanforderungen für die Herstellung notwendig.

Im Rahmen eines Vergleichs mit einem detaillierten FE-Modell eines 2D-Profilmodells (OA209) sowie einer Studienarbeit (NACA0010) [108] wurden zunächst Erfahrungen z.B. hinsichtlich der erforderlichen Modellierungstiefe gesammelt. Hierfür wurde auch ein Impulshammertest durchgeführt. Die strukturdynamischen Eigenschaften der Windkanalmodelle können selbst mit einem Schalen-FE-Modell, für den Entwurf ausreichend genau, modelliert werden. Es lag jedoch ein erheblicher Einfluss der Lagerung bzw. der Verbindung zur Aktuatorik sowie der Modellierung des verschraubten Anschlusses der Modelle an die piezoelektrische Waage vor. Beim IWEX-Modell ist dies umso wichtiger, da die Trägheitskräfte, schon allein auf Grund der Geometrie, höher sind. Daher wurde bei der Konstruktion darauf geachtet, die Modellierungsunsicherheiten zu reduzieren und möglichst homogene Verbindungsstellen zu verwenden. Außerdem wurde die Steifigkeit der Aktuatoreinheit samt der piezoelektrischen Waage experimentell untersucht (Abschnitt 4.2).

### Schalenmodell

Das Schalenmodell (Abb. 4.7) wurde aus QUAD4 und Rigid Body Elementen (RBE) aufgebaut. Das zusätzliche Material an der Nasen- und der Hinterkante für die Verbindung zwischen Ober- und Unterseite wurde als zusätzliche Materialdicke von Holmen modelliert. Die obere und untere Hälfte sind nur durch die Schrauben miteinander verbunden. Die Verbindungen wurden aus RBE aufgebaut.

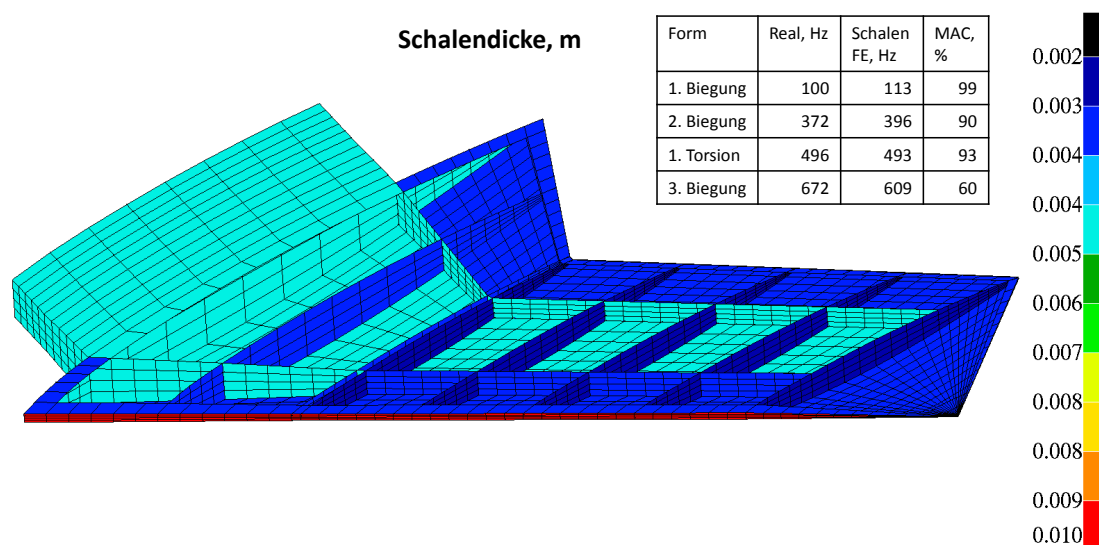


Abbildung 4.7: Schalen FE Modell, generiert mit ModGen, Materialdicke und Eigenfrequenzen

Für die Profile wurden der Schubspannungsmittelpunkt und der Schwerpunkt, unter der Annahme einer konstanten Hautdicke, berechnet. Beide liegen bei ca. 40-45 %. Basierend darauf wurden zunächst Holme hinzugefügt, um die Biegung zu reduzieren. Deren Positionen waren ein Kompromiss zwischen einer Erhöhung der Biege- und der Torsionssteifigkeit. Des Weiteren musste genügend Raum für die Unterbringung der Sensoren vorgehalten werden. Der hintere Holm ( $\approx 75\% x/c$ ) wurde mit 5 mm stärker als der vordere ( $25\% x/c$ ) mit 3 mm gewählt, um den wash-out Effekt und die Biegung der am weitesten stromab liegenden Spitze zu verringern. Beides wird durch den Einsatz von strömungsparallelen Rippen unterstützt. Hierdurch wird eine boxartige Struktur aufgebaut, die die Torsionssteifigkeit erhöht und lokale Verformungen

verringert [109]. Im äußeren Bereich wurden Rippen und Holme weggelassen. Dies ergab eine Erhöhung der ersten Biegefrequenz um 6% und der Torsionsfrequenz um 2%. Durch den Wegfall von Materialanhäufungen müsste dies bei einer detaillierteren Modellierung mit Solidelementen noch höher ausfallen. Die Hautdicke zwischen den Holmen wurde von sonst 3 mm auf 5 mm erhöht. Dort ist die Wirkung auf Grund der Profildicke am größten und es lagen keine kritischen Spannungen mehr in der Haut vor. Gleiches wurde bei höher belasteten Rippen durchgeführt. Eine Mindestdicke von 3 mm ist fertigungstechnisch sinnvoll, um einen Verzug des Modells u.a. durch Eigenspannungen der Halbzeuge und durch thermische Einwirkung beim Fräsen zu verhindern.

### Detailentwurf

Dem Detailentwurf lag dasselbe CAD-Flächenmodell zu Grunde, das auch für die Erstellung der CFD-Gitter genutzt wurde. Die detaillierte Konstruktion, wie z.B. die Dimensionierung von Schraubverbindungen, Verbindungen der Druckbohrungen mit den Sensoren, lokale Versteifungen etc. wurde durch das Systemhaus Technik (SHT) des DLR durchgeführt. Hierfür wurde CATIA V5 und dessen FE-Modul genutzt. Es wurde ein sehr detailliertes FE-Modell für die finale statische Auslegung erstellt. Für grundlegendere Untersuchungen wurde ein gröberes Modell generiert. Dessen Gitter wurde auch in ein NASTRAN Format exportiert (Abb. 4.8). Hieraus wurde mit PATRAN ein Modell erstellt, um es für weiterführende Untersuchungen, z.B. gekoppelte CFD-CSM, aufzubereiten. Dieses Vorgehen hat zum einen den Vorteil, dass an Übergängen/anliegenden Flächen verschiedener Volumenkörper die FE-Netzpunkte an den selben Stellen erstellt werden können. Mit PATRAN alleine wäre dies mit einem höheren Aufwand verbunden gewesen. Zum anderen werden konsistente Modelle verwendet. Im Vergleich zu dem zuvor beschriebenen Entwurf wurde nur noch eine kleine Querrippe im Hinterkantenbereich des inneren Kinks eingefügt.

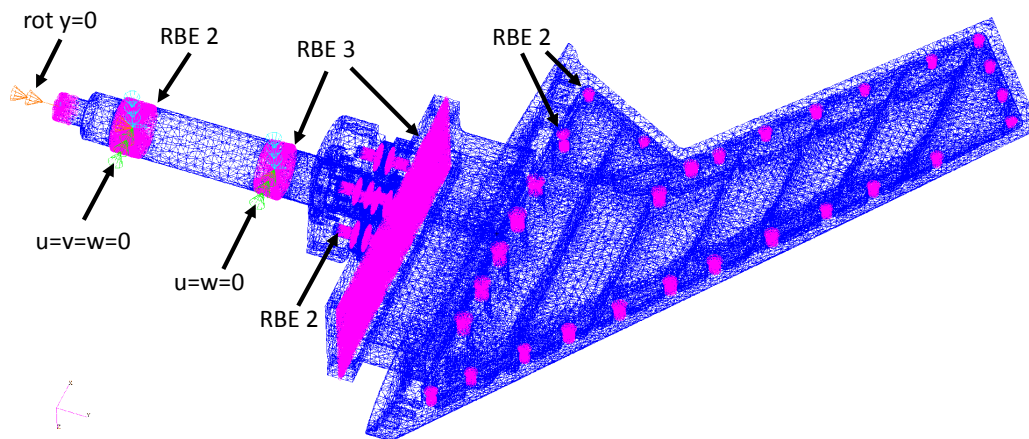


Abbildung 4.8: Solid FE-Modell, NASTRAN, basierend auf CATIA-Modell

Das NASTRAN Modell wurde, wie das Schalenmodell auch, mit einer FE-Darstellung der Aktuatorik inklusive Waage verbunden (Abschnitt 4.2 und [100]). Zunächst wurden hierfür Beam- und Federelemente erstellt. Deren Parameter wurden aus den Konstruktionszeichnungen und den Datenblättern entnommen. Später wurde die Welle und die Waage durch Solid-Elemente repräsentiert und alle weiteren Elemente auf eine Torsionsfeder an Stelle des Faltenbalgs und des Aktuators und jeweils eine Feder an Stelle der Lagerpaare reduziert. Sie verbinden die Elemente bzw. daran angebrachte RBE und die einzelnen Lagerbedingungen, z.B. am Wellenzapfen (*rot.  $y=0$* ). Die Federsteifigkeiten konnten zum Anpassen der Steifigkeit der Aktuatorik und der Lager verwendet werden. Dies reichte im Wesentlichen aus, um das FE-Modell an die experimentellen Ergebnisse anzupassen (vergl. Eigenmoden Abb. B.7 und Abschnitt 4.4.2).

## Auslegungslasten

Für die Auslegung des Modells wurden sowohl Lastfälle bei konstantem als auch bei oszillierendem Anstellwinkel zum Zeitpunkt  $t_i$  und  $\alpha_i$  ausgewählt. Detailliertere Ausarbeitungen dieser Thematik sind in [90] und [102] zu finden. Die repräsentativen Lastfälle beinhalteten Fälle mit subsonischem ( $Ma = 0.5$ ) sowie mit transsonischem Charakter ( $Ma = 0.7$ ). Sie wurden hinsichtlich eines maximalen globalen Auftriebs skaliert, so dass dieser als guter Monitoring-Parameter während des Versuchs verwendet werden kann. Des Weiteren wurden hierdurch Unsicherheiten reduziert. Zum Beispiel kommt es, abhängig von der Stärke und der Position von Verdichtungsstößen, bei Erhöhung des Anstellwinkels, zu einer früheren Wirbelbildung und deren Wanderung zur Flügelmitte. Hierdurch wird der maximale Auftrieb – global und lokal – bei geringeren Anstellwinkeln und mit geringeren Beiwerten erreicht. Wie sich gezeigt hat, ist dies bei der Modellierung stark abhängig von verschiedenen Parametern, wie z.B. Turbulenzmodellen. Jene Unsicherheit zu reduzieren ist jedoch ein Ziel der genannten DLR-Projekte.

Die Ergebnisse der CFD-Rechnungen lieferten aerodynamische Kräfte an den Gitterpunkten auf der Oberfläche des Flügels. Diese wurden mittels Radialer Basis-Funktionen (RBF) [110] auf die Krafteinleitungspunkte der FE-Netze (CATIA und NASTRAN) interpoliert ( $f_{aero}$ ). Hierfür wurden Matlab-Routinen, die analog auch im PyCSM Tool (Python Computational Fluid Dynamics and Computational Structure Mechanics Coupling System) [111] verwendet werden, an die jeweiligen Anforderungen angepasst.

Für die Auslegung mit CATIA wurden neben rein stationären Lastfällen auch Lastfälle aus Aerodynamik- (vergl. Abschnitt 3.3) plus Trägheitslasten erstellt. Diese Superposition enthielt die maximale Rotationsbeschleunigung auf Grund der Anstellwinkelschwingungen ( $rot.acc$ ).

$$f = f_{aero}(\alpha_i, t_i) \pm rot.acc(\hat{\alpha} \cdot \omega^2) \quad (4.1)$$

Bei ausreichendem Frequenzabstand zwischen Anregung und Eigenfrequenzen ist nur eine leichte Überhöhung der Trägheitskräfte auf Grund der Deformation, die durch die Nickschwingung hervorgerufen wird, zu erwarten. Dies kann durch eine geringe Erhöhung ( $S$ ) der maximalen Amplitude  $\hat{\alpha}$  oder Anregungsfrequenz  $\omega$  repräsentiert werden.

$$max/min(\ddot{x}(\alpha_i, t_i)) \approx \pm rot.acc(S \cdot \hat{\alpha} \cdot \omega^2) \quad (4.2)$$

Da auch instationäre aerodynamische Lasten vorliegen, muss außerdem überprüft werden, ob die dynamische Antwort der Struktur keine hohen zusätzlichen Schwingungen und Verformungen hervorruft und die Superposition von stationären Lasten (Gl. (4.1)) konservativ ist. Anhand der Ergebnisse der Simulationen mit Fluid-Strukturkopplung wurden Lastfälle generiert, bei denen instantane Beschleunigungen auf Grund der Verformung ( $\vec{u}$ ) hinzugenommen wurden. Hiermit wurden Spannungen und Deformationen ermittelt (Abb. 4.9) und im NASTRAN Modell mit der einfachen Superposition verglichen. Die Beschleunigungen wurden mit Hilfe eines IIR Filters aus den Daten der gekoppelten Rechnung ermittelt (Abb. 4.10). Somit wirkt auf jeden einzelnen Knotenpunkt des FE-Modells die Kraft:

$$f = f_{aero}(\alpha_i, t_i) \pm rot.acc(\alpha_i) - m \cdot \ddot{\vec{u}}(\alpha_i, t_i) \quad (4.3)$$

Im gezeigten Fall lag sogar eine erhöhte Beschleunigung vor, was durch die Wahl einer höheren Rotationsbeschleunigung abgedeckt sein muss. Bei den höheren Anstellwinkeln verminderten die Luftkräfte die Beschleunigung durch die Deformation im Vergleich zur reinen dynamischen Antwort ohne Luftkräfte. Die Alternative, eine direkte Interpolation der Verformung auf das FE-Modell, erzeugt z.B. an Kanten des Modells unrealistische Spannungsspitzen. Sie entstehen durch die Interpolation zwischen beiden Netzen. Da die Spannungen (Hook'sches Gesetz) aus der Ableitung der Verformung ermittelt werden, ruft dies eine Verstärkung der Abweichungen einer nicht geglätteten Interpolation hervor (Abb. 4.11).

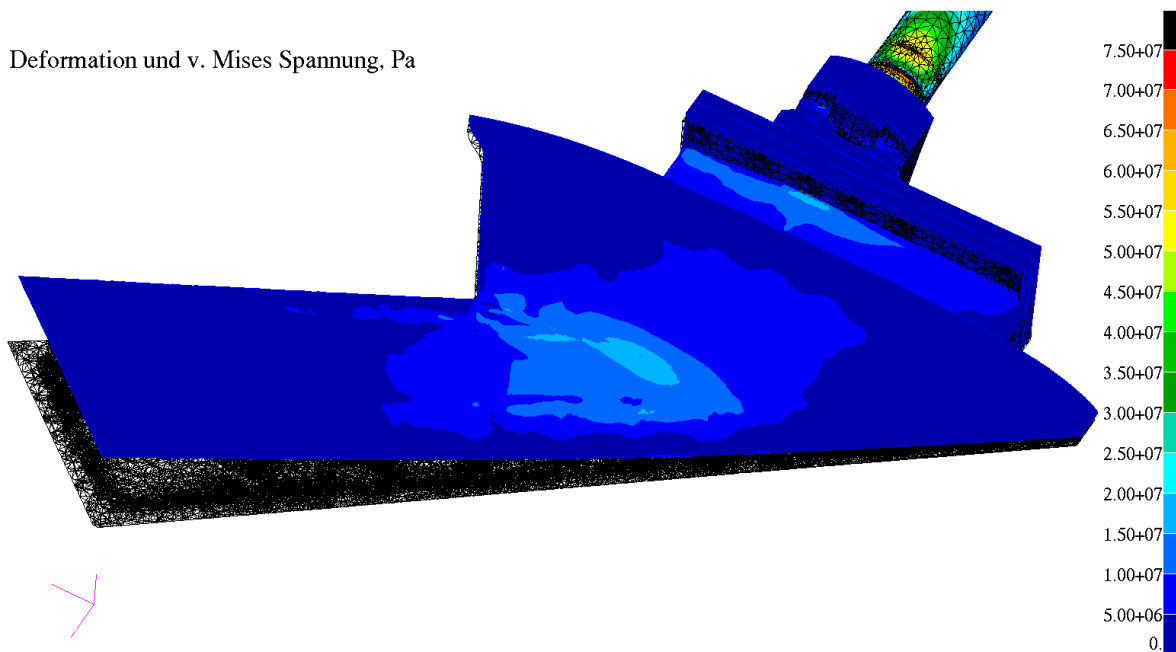


Abbildung 4.9: Repräsentative Spannungsverteilung in der Haut, wie Gl. 4.3

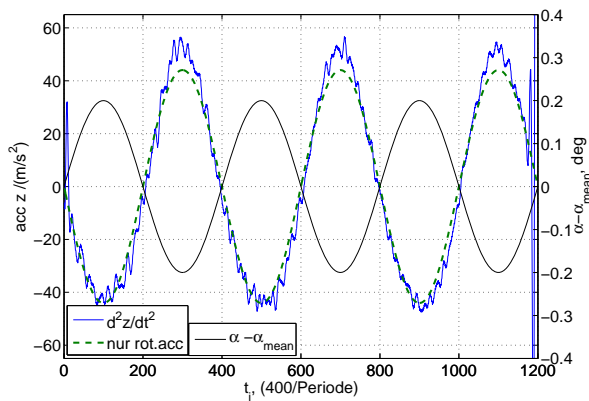
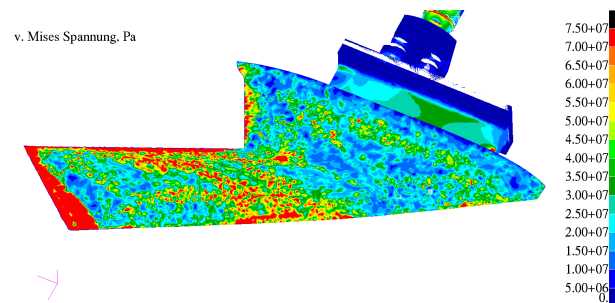
Abbildung 4.10: Vertikale Beschleunigungen  $\ddot{z}$  an der Flügelspitze bei dynamischer Verformung und Anstellwinkelschwingung ( $f_{ex} = 30 \text{ Hz}$ ,  $\alpha = 14.5^\circ \pm 0.2^\circ$ )

Abbildung 4.11: Spannungsverteilung bei Interpolation einer Verformung

### Überprüfung der aeroelastischen Stabilität und Analyse des Antwortverhaltens

Untersuchungen mit ZAERO [112] ergaben ein stabiles Flatterverhalten. Das verwendete Oberflächen-Panelverfahren ZONA6 gilt nur für kleine Störungen bei linearem Verhalten mit anliegender Strömung, d.h. nur für niedrigere Anstellwinkel (Abschnitt 3.3.4). Zunächst wurden die Eigenmoden der FE-Analysen, später auch des Impulshammertests (Abschnitt 4.4.2) verwendet. Die Eigenfrequenzen änderten sich bei Erhöhung des dynamischen Drucks nur geringfügig. Auf der einen Seite liegen die Frequenzen weit auseinander, auf der anderen werden die Eigenfrequenzen schon bei geringen Modenummern sehr hoch. Dies erfordert sehr hohe reduzierte Frequenzen und viele Stützstellen. Um keine zu großen Seitenverhältnisse der Panels zu erhalten, wurde die Flügelspitze leicht gekürzt. Das Modell wurde mit einer Symmetrieebene an Stelle von Wänden simuliert, da diese bei höheren reduzierten Frequenzen und Machzahlen ( $Ma > 0.3$  und  $k > 0.8$ ) unphysikalische aerodynamische Eigenfrequenzen hervorgerufen haben. Bei höheren Anstellwinkeln liegen deutlich veränderte Druckverteilungen vor. Daher wurde eine Korrektur der Amplitude der instationären Drücke auf Basis der stationären CFD-Ergebnisse

durchgeführt (Anhang B.2). Die Vorder- und Hinterkante wurde mit einer feinen Gitterauflösung modelliert, um die Interpolation zu verbessern und die scharfen Saugspitzen genauer auflösen zu können. Bei den Analysen mit Korrektur wurde mit zunehmendem Anstellwinkel eine Instabilität des ersten Biegemodes vorhergesagt. Der Fluttermode enthielt einen hohen Anteil (40%–50%) des ersten strukturellen Eigenmodes, dem Torsionsmode der Welle. Dieser ist einer Nickschwingung sehr ähnlich. Ein Vergleich einer ersten instationären CFD-Rechnung einer Nickschwingung eines starren Modells mit Werten von ZAERO (Abschnitt 3.3.3) zeigte, dass die Phase der spannweitigen Luftkräfte, insbesondere im äußeren Teil, nicht übereinstimmt (Abb. B.5). Es lagen umgekehrte Vorzeichen des Imaginärteils vor. Es besteht mit dem *CPFACT* Parameter auch die Möglichkeit einer Korrektur der Phase. Hierfür wären jedoch deutlich mehr CFD-Ergebnisse nötig gewesen. Die Korrektur wurde für alle Moden, reduzierte Frequenzen und Machzahlen gleichermaßen verwendet.

Auf Grund dieser Ergebnisse wurden gekoppelte CFD-CSM Simulationen durchgeführt. Zur Kopplung wurden die schon genannten PyCSM Routinen verwendet [111]. Die Struktur wurde durch 20 Moden aus der FE-Analyse repräsentiert (Abschnitt 4.4.1). Es wurden repräsentative Fälle ausgewählt, die basierend auf Abschnitt 3.3 als kritisch erachtet wurden:

$$\text{Ma} = \{0.5, 0.7\}, \alpha = \{14.5^\circ, 16.5^\circ\}$$

Wegen der langen Rechenzeiten mussten die Analysen auf diese Fälle begrenzt bleiben. Das Ziel bestand in der Absicherung des Verhaltens des Modells innerhalb der Versuchsenveloppe, nicht der Generierung von Vergleichsdaten. Folgende Untersuchungen wurden durchgeführt:

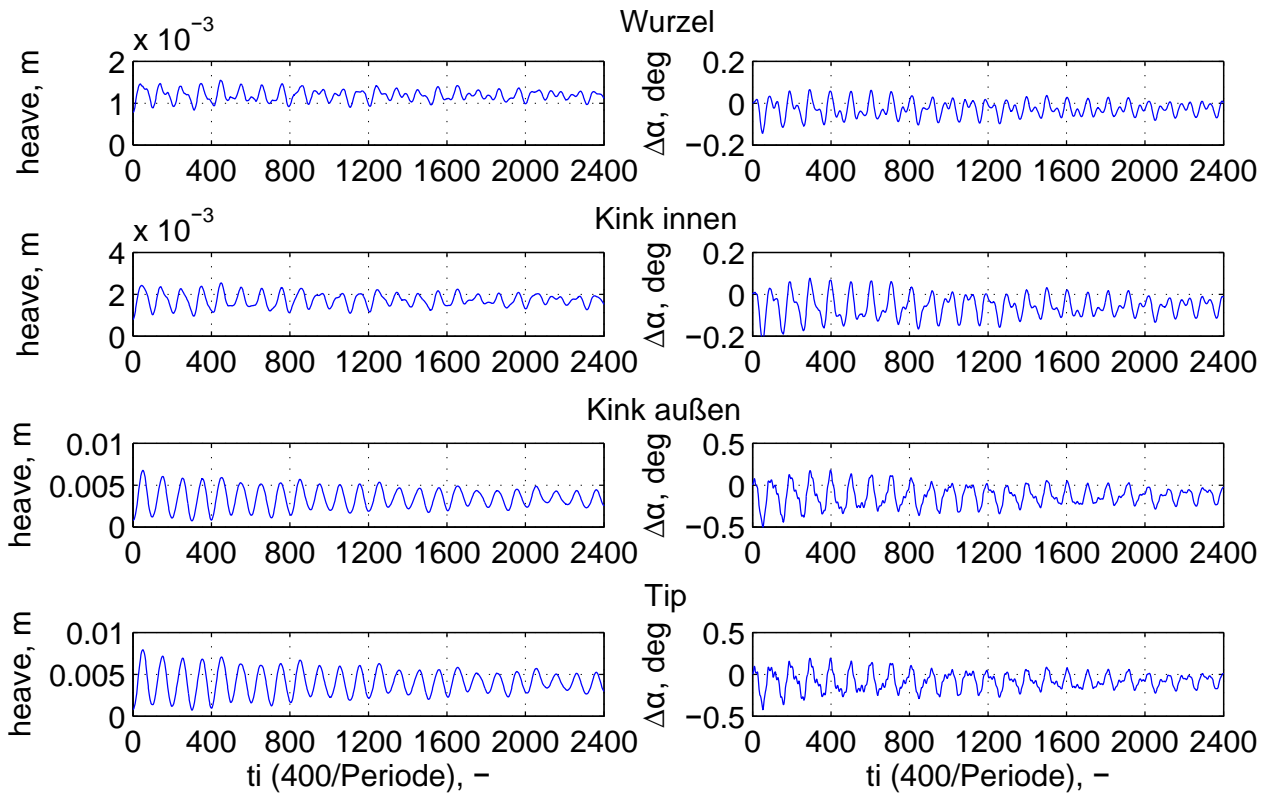
1. Stationäre Kopplung: RANS ( $\alpha = \text{konst.}$ ) + unverformte Struktur
2. Instationäre Kopplung: URANS + unverformte Struktur  $\Rightarrow$  Start mit Ungleichgewicht zwischen Verformung und Kräften zur Untersuchung des Antwortverhaltens

Statt allen Moden z.B. eine Anfangsgeschwindigkeit [12] oder eine Anfangsauslenkung an der Flügelspitze [113] aufzuprägen, wurden Rechnungen aus dem undeformierten Zustand gestartet. Durch dieses Ungleichgewicht zwischen Kräften und Verformung wurde die aeroelastische Antwort bei den Schwingungen relevanter Moden untersucht. Es wurde vor allem der erste Biegemode (vor Anpassung des FE-Modells  $f_{1, \text{Biegung}} = 80 \text{ Hz}$ ) angeregt. Dieser hat auch bei der stationären Kopplung den größten Anteil an der Verformung. Außerdem war er in den Untersuchungen mit ZAERO als kritisch aufgefallen. Auf ihn hat die Aufhängung einen sehr großen Einfluss. Bezogen auf das strukturdynamische Verhalten lagen, wie schon beschrieben, die größten Unsicherheiten und Schwierigkeiten bei der Modellierung der Verbindung und Aufhängung. Die Schwingungen klangen mit fortlaufender Zeit ab. In einem nächsten Schritt hätte man weitere Anstellwinkel untersuchen und eine Variation der Anfangsauslenkungen durchführen können, um den Einfluss der Veränderung des Wirbelcharakters und der nichtlinearen Aerodynamik auf das aeroelastische Antwortverhalten abdecken zu können (vergl. LCO Abb. 1.2). Ein Zwischenschritt hätte in der Untersuchung der aeroelastischen Stabilität mit linearisierten Verfahren bei verschiedenen mittleren Anstellwinkeln bestehen können.

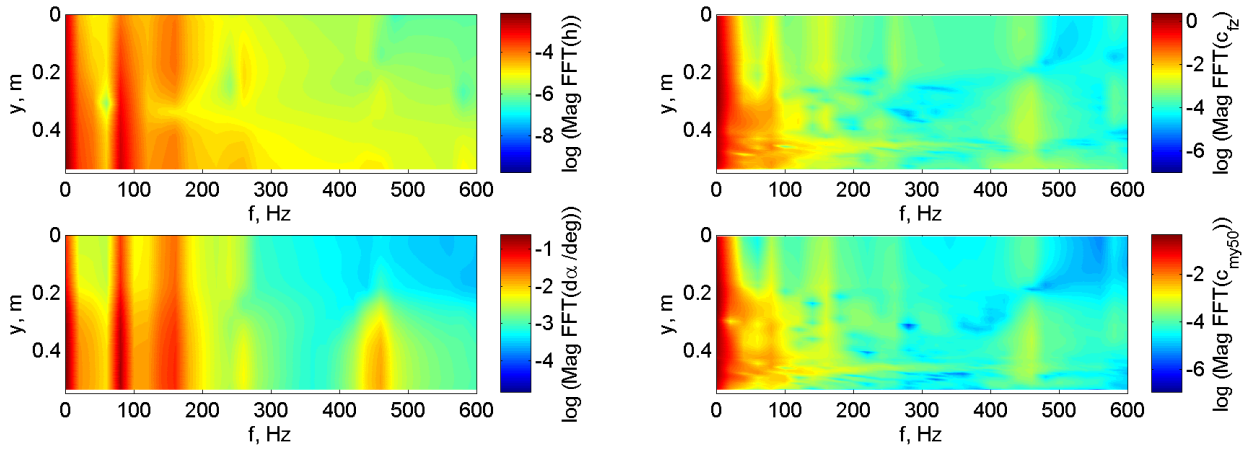
Beides wäre jedoch mit einem sehr hohen Aufwand verbunden gewesen. Stattdessen wurden, analog zu den Verhältnissen beim Versuch, Analysen des Antwortverhaltens bei Nickschwingungen bei den oben genannten  $\alpha$  und Ma bei unterschiedlichen Anregungsfrequenzen durchgeführt.

3.  $\Delta\alpha = 1^\circ, f_{ex} = 10 \text{ Hz}, 20 \text{ Hz}$ : URANS + unverformte Struktur  $\Rightarrow$  Ungleichgewicht zwischen Verformung und Kräften zur Untersuchung des Antwortverhaltens
4.  $\Delta\alpha = 1^\circ, f_{ex} = 20 \text{ Hz}$ : URANS + vorverformte Struktur  $\Rightarrow$  Vergleich der instationären Aerodynamik

Durch die Veränderung des Charakters des Hauptwirbels lagen im Anstellwinkelbereich dieser Fälle hohe Gradienten und stark nichtlineare Effekte vor (Abb. 3.6). Das wurde später auch



(a) Deformationen über Rechenschritten an ausgewählten Schnitten



(b) FFT der spannweiten Deformationen als Hub und Anstellwinkelanteil um 50% Linie

(c) FFT von spannweiten Normalkraft und Torsionsmomentenbeiwerten um 50% Linie

Abbildung 4.12:  $Ma = 0.5$ ,  $\alpha = 16.5^\circ \pm 1^\circ$ ,  $f_{ex} = 20$  Hz, Start der Rechnung aus nicht-deformiertem Zustand

durch die Ergebnisse der Windkanaltests bestätigt: Es wurden sehr hohe und stark wechselnde Gradienten, hohe bzw. stark ansteigende Fluktuationen und ein höherer Energieeintrag im Außenbereich des Flügels gefunden. Durch das gewählte Vorgehen konnten die in Abschnitt 2.2 beschriebenen Effekte bestmöglich abgedeckt werden: a) Die Anregung durch instationäre aerodynamische Effekte, wie den Wirbelzusammenbruch, der durch leichte Veränderungen des Modellzustandes ausgelöst werden kann b) Die aerodynamische Nichtlinearität durch die Veränderung des Wirbels und des Wirbelcharakters c) Die bewegungsinduzierten Luftkräfte. Wie zuvor auch, klangen die Strukturschwingungen mit der Zeit ab (Abb. 4.12(a)). Abschließend wurde bei einzelnen Fällen die Rechnung wiederholt (4.), diesmal jedoch mit vorverformter



Struktur. Hierfür wurden die Ergebnisse der stationären Kopplung (1.) genutzt. Der Vergleich zeigt, dass insbesondere die Biegeschwingung einen relativ starken Einfluss auf die Luftkräfte haben kann. In Abbildung 4.12 resultiert daraus die starke Antwort der Luftkräfte bei ca. 80 Hz. Ein Restart mit den Bedingungen von (4.) (Abb. 4.13) zeigt den Unterschied zwischen einer Bewegung ohne und mit (Start nach Bedingung von (3.)) Biegeschwingung. Außerdem ist zu erkennen, dass innerhalb der ersten drei Perioden der Einfluss der Schwingung deutlich abnimmt. Anhand dieser Erkenntnisse, besonders durch (4.), wurden die Annahmen überprüft, die bei der Definition der Auslegungslasten in Bezug auf das Antwortverhalten und die entstehenden Lasten und Verformungen getroffen wurden. Außerdem konnte ein besseres Verständnis über die Effekte der Strömung bei den Nickschwingungen gewonnen werden.

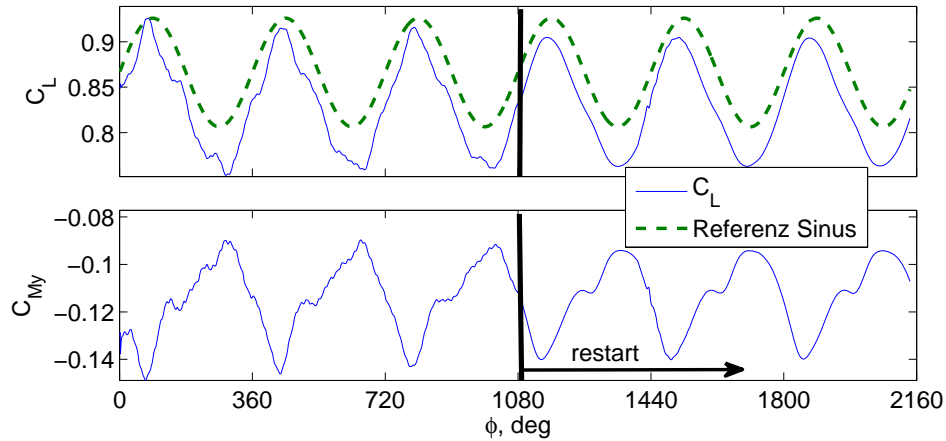


Abbildung 4.13: Globaler Auftriebs- und Momentenbeiwert über Phase der Bewegung  $\phi$ ,  $Ma = 0.5$ ,  $\alpha = 14.5^\circ \pm 1^\circ$ , Perioden 1-3 Start Bedingungen wie (3.), Restart Perioden 3-6 wie (4.) [102]

#### 4.4.2 Experimentelle Untersuchung der Struktur

Die Eigenfrequenzen und Eigenformen des Modells, inklusive Versuchsstand, wurden durch einen Impulshammertest und durch eine Anregung mit Anstellwinkelschwingungen ermittelt. Das Modell sowie die Drehscheibe wurden vor und nach der Instrumentierung gewogen. Bei einem statischen Verformungstest mit bis zu 50 kg konnten keine nennenswerten Verformungen gemessen werden.

##### Massen und Schwerpunkte

Das Modell und die Drehscheibe wurden jeweils an drei diskreten Stellen auf drei Waagen aufgelegt, um die Schwerpunkte und Massen zu ermitteln (Tabelle B.1). Der Schwerpunkt  $x_{cg}$  liegt bei 2.4 mm. Das Ziel wurde erreicht, diesen nahe an die Rotationsachse zu bringen. Somit konnte auf einen Massenausgleich verzichtet werden.

$$x_{cg} = \frac{1}{m_{ges}} \sum_{i=1}^3 x_i \cdot m_i \quad (4.4)$$

Die Trägheit ( $I_{yy}$ ) um die Rotationsachse von Modell und Flansch war zusammen mit der Drehscheibe ein weiterer Parameter, der während der Konstruktion überwacht werden musste, um die maximale Aktuatorleistung nicht zu überschreiten. Die Trägheit des Modells wurde durch Frequenzsweeps mit einer sinusförmigen Anstellwinkelschwingung von 0-40 Hz ermittelt. Zusätzlich wurden diskrete Anregungsfrequenzen verwendet und die Amplitude variiert:  $I_{yy} = 0.41 \text{ kgm}^2$  (CAD/FE: 0.39 bzw. 0.396  $\text{kgm}^2$ ). Die Trägheit der Drehscheibe wurde dem CAD-Modell entnommen:  $I_{yy} = 0.345 \text{ kgm}^2$ .

## Strukturdynamische Messungen

Die strukturdynamischen Eigenschaften des Modells wurden durch Impulshammertests untersucht. Des Weiteren wurden dem Modell Anstellwinkelschwingungen durch die Aktuatorik aufgeprägt. Hierbei wurden Frequenzsweeps und Rechteckformen verwendet. Für die Aufnahme der Daten sowie erste Analysen wurden die Software Dewesoft 7.0 und DeweFRF verwendet. Zur Extraktion der Eigenformen und der MAC-Matrix (Anhang B.3) wurden das SSA-Tool der Abteilung Strukturdynamik und aeroelastische Systemidentifikation des Instituts für Aeroelastik eingesetzt. Für den Vergleich mit den FE-Modellen wurde das Matlab-Routinenpaket MCS\_Mat von Yves Govers verwendet (pers. Korrespondenz, [114]). Vor der Instrumentierung wurde ein Impulshammertest am Modell, eingespannt an dessen Fußstück, durchgeführt (Tab. 4.1 und Abb. B.6). Die Schwenkbiegungen des Flügels sind schwer anzuregen. Sie wurden aus gesonderten Datensätzen extrahiert, jedoch in den folgenden Vergleichen nicht berücksichtigt. Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung des Modells mit der FE-Simulation.

Nr.	Eigenform	Modell, Hz	d %	FE, Hz	MAC
1	1. Biegung	99.6	0.4	101	100
2	2. Biegung	371.5	1.1	354	98.9
3	Schwenk (complex)	402.0	2.7		
x	Schwenk + Torsion	477	0.8	430	
4	1. Torsion	495.7	0.6	504	98.9
5	3. Biegung	671.8	2.6	681	80.7
6	Torsion	816.7	1.4	838	96.3
7	lokal	997.7	0.8	980	
8	höhere Biegung	1069.5	1.1	1024	91.7

Tabelle 4.1: Eigenfrequenzen, gemessene Dämpfung ( $d$ ) und MAC-Werte des unbestückten Modells und Vergleich mit FE-Modell (Solid Elemente)

Weiterhin wurde das bestückte Modell, angebunden an die eingeschaltete Aktuatorik, untersucht. Von 700 Hz bis 950 Hz sind die Messungen durch ein Rauschen, das von der hydraulischen Aktuatorik übertragen wird, überlagert. Daher wurde ein Test ohne diese durchgeführt, bei dem das Modell durch die Klemmen der Sicherheitssperre gehalten wurde. Hierdurch konnten die Formen eindeutiger bestimmt werden (Tab. 4.2). Die ersten drei Moden sind stark geprägt durch die Anbindung und Aktuatorik. Besonders der erste Schwenkmode ist hauptsächlich auf die Welle zurückzuführen. Die erste Biegung setzt sich aus einem Anteil zusammen, der aus der Flügelbiegung und der Biegung der Welle mit einer leichten Drehung besteht (Abb. B.7 und B.8). Anschließend wurde das FE-Modell an die experimentellen Ergebnisse angepasst. Auf Grund der guten Ergebnisse bei dem unbestückten Modell wurden zunächst die Massen und die Trägheitswerte für das instrumentierte Modell angepasst. Anschließend wurde die Steifigkeit der Lager verändert. Auch hier zeigt sich eine gute Übereinstimmung (Abb. 4.14). Abschließende Flatterrechnungen mit ZAERO mit rein gemessenen Moden (Abb. B.8) zeigten keine Instabilität innerhalb der Versuchsenveloppe.



Nr.	Eigenform	Modell, Hz	d %	FE, Hz	MAC
1	Torsion Welle	44.2	1.91	44.3	99.4
-	1. Schwenk	81.3	1.90	84.1	-
2	1. Biegung	87.6	1.20	88.0	95
3	2. Biegung	200.2	0.91	195.2	98.6
-	2. Schwenk	290/325		458.1	-
4	Torsion	427.6	1.31	420.8	96.9
5	Biegung über Kink	557.9	1.48	562.4	97.1
6	Biegung	674.5	1.27	718.9	94.2

Tabelle 4.2: Eigenfrequenzen des bestückten Modells, Konfiguration 2, und Vergleich mit FE-Modell (Solid Elemente)

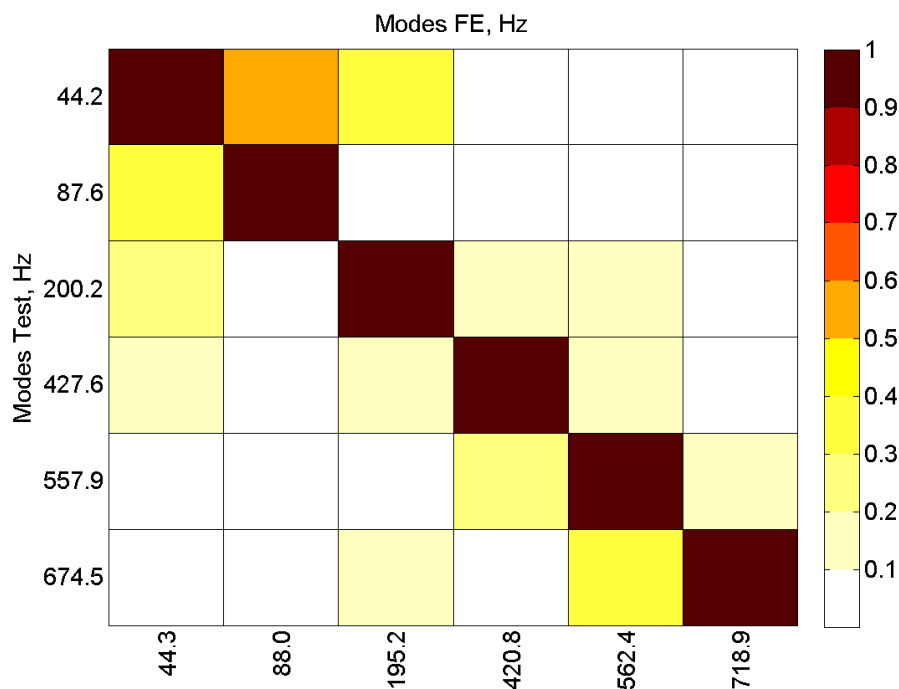


Abbildung 4.14: MAC-Matrix Konfiguration 2 und FE, ohne Schwenk-Moden

## 4.5 Messverfahren und Sensorik

Im Folgenden werden die verwendeten Messverfahren und -sensorik beschrieben. Auf Grund der Vielzahl der verwendeten Techniken ist teilweise nur ein Überblick über die jeweilige Methode dargestellt. An den entsprechenden Stellen wird auf weiterführende Literatur verwiesen.

### 4.5.1 Instrumentierung des Modells

Das Modell ist bestückt mit 90 instationären Druckaufnehmern (Kulite XCQ-132X-093, Messbereich 5.0 PSI und 7.5 PSI), 11 Beschleunigungssensoren (PCB 352C22/NC/ACS-97,  $\approx 1000 \text{ ms}^{-2}/\text{V}$ , Frequenzspanne ( $\pm 5\%$ ): 0.5 Hz - 10 kHz, Nichtlinearität  $< 1\%$ ) und 2 PT100 Temperatursensoren (Abb. 4.15 und 4.16, Auflistung der Positionen in [115]). Zwei Beschleunigungsaufnehmer sind normal zur Vorderkante in Schwenkrichtung, 9 weitere vertikal ausgerichtet. Die Drucksensoren sind aufgeteilt auf 2 Schnitte in Spannweitenrichtung und 2 in Richtung der Flügeltiefe. Die Positionen der Druckbohrungen wurde anhand der CFD-Ergebnisse ausgewählt. Zum einen sollte die Saugspitze an der Flügelvorderkante, zum anderen die Sogwirkung unterhalb des Wirbelkerns detektiert werden können.

- Section 1 (p1) und 2 (p2) bei 39.2% (0.200 m) und 63.7% (0.325 m) der Spannweite (ohne Peniche)
- Section 3 (p3) und 4 (p4) bei 49.3% (0.410 m) und 78.2% (0.650 m) der maximalen Länge in x-Richtung

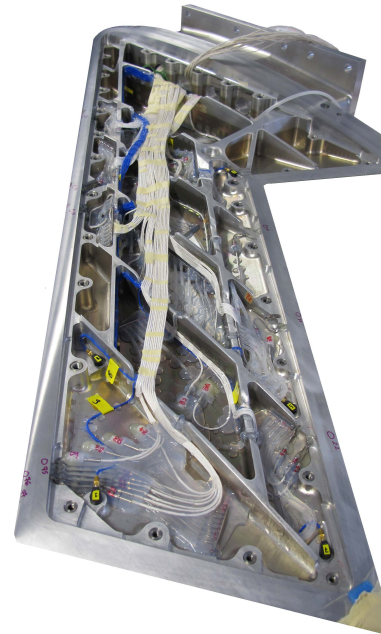
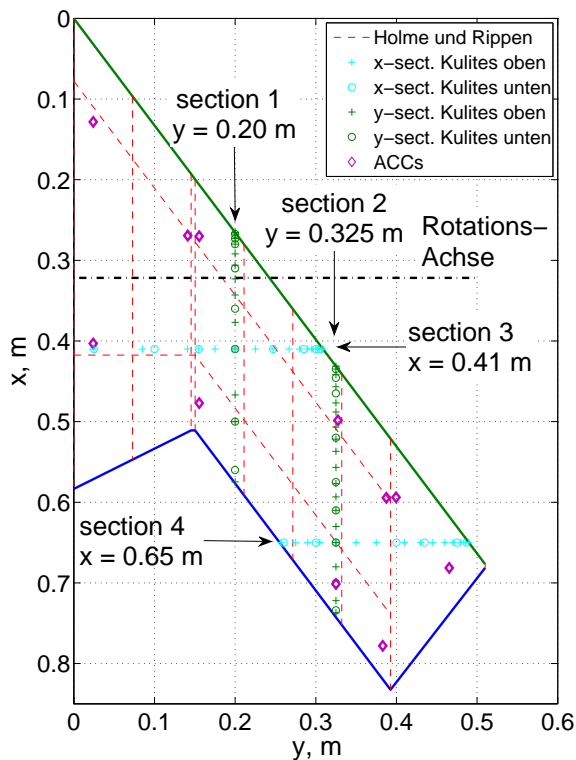


Abbildung 4.15: Sensorpositionen und Darstellung der Geometrie

Abbildung 4.16: Oberseite des Modells mit Sensoren und Innenstruktur

Der hohe Pfeilungswinkel und der strukturelle Aufbau des Modells bereitete große Herausforderungen für die Unterbringung der Sensoren. Daher musste dies schon in der Anfangsphase des Entwurfs berücksichtigt werden. Die metallischen Verbindungsrohrchen zwischen Bohrung und Sensor mussten teilweise mehrmals gebogen werden und erreichten vereinzelt Längen von einigen Zentimetern. Der Einfluss des Biegens auf den Querschnitt wurde in einem Vortest untersucht. Das dynamische Verhalten der Sensoren wurde gemessen und für die Korrektur der Phase und Amplitude der Versuchsdaten verwendet (Abschnitt 5.2). Hierzu wurden die Übertragungsfunktionen der instationären Drucksensoren mit Hilfe eines Frequenzsweeps von 20 Hz bis 2000 Hz bestimmt. Mit einem Lautsprecher wurde an der Bohrung eine Druckschwankung aufgeprägt und parallel mit einem Referenzsensor gemessen. Dies dient als Eingangssignal. Die Ergebnisse verschiedener Anregungen wie Rauschen oder Frequenzsweeps wurden verglichen und ergaben identische Ergebnisse. Bei 30 Hz lag die mittlere zusätzliche Verstärkung unter 1% und die Phasennacheilung bei unter  $1.4^\circ$  mit einem Maximum von  $6^\circ$  (100 Hz: 1%,  $4.5^\circ$ ,  $20^\circ$ ). Die Maxima traten an zwei Sensoren auf. Die anderen Sensoren zeigten ein deutlich besseres Verhalten mit Resonanzfrequenzen zwischen 450 Hz bis  $>2000$  Hz.

#### 4.5.2 Messung des Anstellwinkels

Der Anstellwinkel ( $\alpha$ ) und der Hub ( $h$ , vertikale Verformung, WK-System) des Modells werden anhand der Signale zweier Lasertriangulatoren (Micro Epsilon optoNCDT 1607-50, Messabstand 95 - 145 mm, Auflösung  $20 \mu\text{m}$ ) errechnet. Diese befinden sich mit größtmöglichem horizontalen Abstand  $\Delta x \approx 220$  mm stromauf und stromab der Rotationsachse und messen von

unten den vertikalen Abstand ( $L_1$  und  $L_2$ ) zum Modellfuß. Für eine bessere Ausnutzung des Messbereichs werden sie asymmetrisch angeordnet – sowohl vertikal als auch horizontal. Das Modell hat gegenüber dem Winkel am Aktuator einen Einstellwinkel von ca.  $10^\circ$ . Die Triangulatoren werden so justiert, dass dort die Mitte ihres Messbereichs liegt. Der Offset beider Triangulatoren zwischen dem Einstellwinkel und  $\alpha = 0^\circ$  ( $LTa_{offset} = L_1 - L_2$ ) wird gemessen. Zur Ausrichtung des Modells wird ein digitales Neigungsmessgerät (Auflösung  $0.005^\circ$ ) verwendet, das auf eine Referenzfläche auf dem Modellfuß aufgelegt wird. Diese Fläche diente auch als Referenz bei der Vermessung der Kontur. Für den Hubanteil wird ein Korrekturpolynom dritter Ordnung ermittelt, um den Einfluss der Dicke des Fußstücks und der asymmetrischen Anordnung zu kompensieren [100]. Zur Offset- und Drift-Korrektur werden jeweils vor und nach einzelnen Messabschnitten Nullmessungen ohne Anströmung vorgenommen. Anstellwinkelkorrekturen des Windkanals liegen bei  $\leq 0.05^\circ$ .

$$\alpha = \arctan\left(\frac{(L_1 - L_2) + LTa_{offset} - LTa_{Drift, Null}}{\Delta x}\right) + \alpha_{kor, TWG} \quad (4.5)$$

$$h(\alpha) = (L_1 + L_2)/2 - h_0(\alpha) - h(\alpha_{Einstell}) - h_{Drift, Null} \quad (4.6)$$

$$h_0(\alpha) = p_0 + p_1 \cdot \alpha + p_2 \cdot \alpha^2 + p_3 \cdot \alpha^3 \quad (4.7)$$

Nach einer Bandpassfilterung wird das Signal  $\alpha$  auch zum Einstellen der Bewegungsamplitude verwendet. Der Winkel am Hydraulikzylinder wird an dessen freiem Wellenende mit einem Feldplattenpotentiometer gemessen. Dieses Signal wird u.a. für die Regelung verwendet. Wegen der Verformung der Verbindung zum Modell entspricht dieser Winkel nicht dem Winkel  $\alpha$ .

### 4.5.3 Piezoelektrische Waage

Eine piezoelektrische Waage wird zur Bestimmung der drei Kräfte und Momente am Modell verwendet [98, 116–119]. Vier Piezoelemente messen jeweils die Kräfte in allen drei Raumrichtungen. Die Ladungssignale der Komponenten, die in einer Wirklinie liegen, werden direkt addiert und von den zugehörigen Verstärkern in acht Spannungssignale ( $\mathbf{f}_{el}$ ) umgewandelt. Durch Kalibriermessungen wurde eine Matrix ( $\mathbf{C}$ ,  $6 \times 8$ ) erstellt, die auch die Interferenzanteile zwischen den Komponenten berücksichtigt. Mit einem speziellen Aufbau wurden hierbei Kräfte und Momente sowie Kombinationen aufgebracht. Somit lassen sich die Kräfte/Momente an der Waage ( $\mathbf{F}_B, \mathbf{m}_B$ ) ermitteln und die Momente mit dem bekannten Abstand  $\Delta \mathbf{x}$  auf einen Referenzpunkt auf dem Modell umrechnen.

$$[\mathbf{f}_B, \mathbf{m}_B]^T = \mathbf{C} \mathbf{f}_{el} \quad (4.8)$$

$$\mathbf{m} = \Delta \mathbf{x} \times \mathbf{f}_B + \mathbf{m}_B \quad (4.9)$$

Die Elemente der Waage weisen eine sehr geringe Nachgiebigkeit auf (normal zur Waagenfläche  $1400 \text{ N}/\mu\text{m}$ , tangential  $600 \text{ N}/\mu\text{m}$ ). Ein geringer Parallelschluß erfolgt durch die Dehnschrauben, die zur Vorspannung der Elemente verwendet werden. Um die maximal zulässigen Kräfte an den Elementen nicht zu überschreiten, wurde der Abstand zwischen Waage und Modell verkürzt und so das Biegemoment verringert. Zur Überprüfung wurden Lastkollektive untersucht und angenommen, dass die gesamte Last von einem Element alleine getragen wird. Dies wurde auch durch eine FE-Simulation der Elemente abgesichert: Die erwarteten Lasten, kondensiert auf Referenzkräfte und Momente, wurden auf die Elemente aufgeprägt. Neben zu hoher Belastung der Einzelkomponenten war auch der umgekehrte Fall zu betrachten, bei dem die Vorspannung überwunden wird. Hierdurch ist zum einen keine Übertragung der tangentialen Kraft mehr möglich und zum anderen können die Piezoelemente verschoben werden, wodurch u.a. die Gültigkeit der Kalibriermatrix nicht mehr gegeben ist. Piezoelektrische Waagen sind vor allem für instationäre Messungen geeignet. Im Vergleich zu Verfahren, die z.B. auf Dehnmessstreifen basieren, sind bei stationären Messungen höhere Abweichungen zu erwarten.

#### 4.5.4 Optische Messverfahren

Auf Grund der stark dreidimensionalen Topologie der Strömung wurden optische Verfahren zur Vermessung der Oberflächendrücke und Geschwindigkeiten im Strömungsfeld eingesetzt. Weiterhin wurde die Deformation des Modells vermessen, um deren Einfluss genauer quantifizieren zu können. Die Messtechniken werden nur so weit wie notwendig beschrieben bzw. inwiefern dies relevant für das Verständnis der Ergebnisse und möglicher Fehlerquellen erscheint.

##### Deformationsmessung mit PicColor

Die Modellverformung wurden mit dem optischen System PicColor [120] gemessen. Es beruht auf dem stereoskopischen Prinzip. Zwei CCD-Kameras (charge-coupled device) mit einer Auflösung von 1280 x 1024 Pixel und zwei Frame Grabber nehmen Bilder mit bis zu 500 Hz auf. Runde Marker auf dem Modell dienen als Sensoren. Mittels einer real-time 3D-Rekonstruktion wird die aktuelle Position des Markers errechnet und in Textdateien zusammen mit einem Zeitstempel abgespeichert. Die Genauigkeit ist besser als 0.1 mm [121]. Das Modell wird mit vier Hochleistungs-LED Lichtquellen ausgeleuchtet.

Vor der Messung wurde ein Kalibrierkörper mit 28 runden Lämpchen in der Nähe des Modells positioniert. Sie dienen der PicColor Software als Input. Mit den Kameras werden Bilder der Lämpchen aufgenommen und eine Korrelationsmatrix zwischen den 2D-Bildern und den bekannten Positionen der Lämpchen erstellt. Dadurch werden die Positionen der beiden Kameras zueinander bzw. im Raum bestimmt und ein relatives Koordinatensystem erzeugt. Die 3D-Positionen der Marker werden durch die Korrelation der 2D-Bilder der Kameras ermittelt. Durch Vermessen der Position des Modells und des Kalibrierkörpers kann das relative Koordinatensystem in ein absolutes überführt und die Position der Marker bzw. deren Verschiebung im Raum direkt bestimmt werden.

Vor dem Versuch wurden Kalibrierreihen ohne Wind aufgenommen, um die Position eines Markers ( $i$ ) in Abhängigkeit des Anstellwinkels zu ermitteln. Hieraus werden kubische, stückweise definierte Hermite Polynome erstellt  $p_{i,cal}(\alpha)$ . Die Deformation des Modells bzw. die Verschiebung der einzelnen Marker ergibt sich aus der Differenz der Position bei Wind-an und Wind-aus. Sie muss jedoch noch in das Modellkoordinatensystem gedreht werden ( $H_{rot}$ ). Zusätzlich wurden Null-Messungen ohne Wind ( $\vec{x}_{i,0}$ ) vor und nach mehreren Messungen genutzt, um eventuelle Abweichungen in der Tarierung des Anstellwinkels auszugleichen [122].

$$\vec{x}_{i,rigid} = p_{i,cal}(\alpha) + (\vec{x}_{i,0} - p_{i,cal}(\alpha_0)) \quad (4.10)$$

$$d\vec{x}_i = \vec{x}_i - \vec{x}_{i,rigid} \quad (4.11)$$

$$\vec{x}_{i,model} = H_{rot}(-\alpha) \cdot (\vec{x}_i - \vec{x}_{rot}) + \vec{x}_{rot} \quad (4.12)$$

Die Marker wurden auf der Unterseite des Modells angebracht. Somit blieb die Oberseite ungestört. Außerdem sind die Druckunterschiede dort geringer. Hierdurch sind mögliche Beeinflussungen der Messung durch Brechungseffekte, auf Grund von Dichteunterschieden, geringer.

##### Instationäre Drucksensitive Farbe – iPSP

Um flächige Druckverteilungen zu messen, wurde die Oberseite des Modells mit einer drucksensitiven Farbe beschichtet. Sie besteht aus einer Polymermatrix als Binder mit eingebrachten, luminiszierenden Porphyrin Molekülen und Titandioxyd ( $TiO_2$ ) als Füllstoff, der eine schwammartige Struktur erzeugt. Die iPSP-Messungen und Umwandlung der Daten in aufbereitete Druckdaten wurde von der Abteilung Experimentelle Verfahren des Instituts für Aerodynamik und Strömungstechnik (AS-EXV) durchgeführt.

Das Messprinzip beruht auf der Veränderung der Lumineszenz der Farbe bei einer Änderung des Luftdrucks. Die Beschichtung ist sauerstoffdurchlässig. Daher variiert mit dem Partialdruck in der Umgebung auch die Konzentration des Sauerstoffs in der Farbe. Durch Bestrahlen mit Licht bestimmter Wellenlänge (kurzwellige UV-Strahlung) werden bestimmte Moleküle, die Lumino-phore aus Pt(II)meso-tetra-(pentafluorophenyl)porphyrine (PtTFPP), angeregt, also in einen energetisch höheren Zustand gebracht. Unter Abwesenheit von Sauerstoff fallen die angeregten Moleküle wieder in den Grundzustand zurück und emittieren dabei Licht einer anderen Wellenlänge (langwelliger). Durch Zusammenstöße mit Sauerstoffmolekülen verlieren die Lumino-phore Energie und fallen in den Grundzustand zurück, ohne Licht zu emittieren. Dies wird als Sauerstoff-Quenching bezeichnet. Somit ist die Lichtintensität ein Maß für den Sauerstoffpartialdruck bzw. den Luftdruck. Eine andere Möglichkeit ist die Umwandlung in thermische Energie. Daher ist die Emission auch abhängig von der Temperatur (ca. 800 Pa/K) [123]. Die Antwortzeit von iPSP auf eine Druckänderung ist sehr gering und kann für Druckschwankungen mit Frequenzen von bis zu 10 kHz verwendet werden. [124]

Neben einer Beleuchtungsquelle sind Kameras mit optischen Filtern zur Aufnahme der Lumineszenz notwendig. Des Weiteren werden Kalibrierreihen ohne Wind bei unterschiedlichen Drücken und Anstellwinkeln durchgeführt, um die Lichtintensität ( $I$ ) mit den Drücken korrelieren zu können. Mit Hilfe von Anstellwinkelreihen wird der Einfluss der variierenden Ausleuchtungsintensität reduziert. Bei einer idealen Beziehung kann die Abhängigkeit der Emissionsintensität vom Druck ( $p$ ), im Vergleich zu der z.B. im Vakuum, durch die Stern-Volmer Konstante  $k_{SV}$  beschrieben werden.

$$\frac{I(p=0)}{I} = 1 + k_{SV} \cdot p \quad (4.13)$$

Jedoch besteht, wie zuvor schon beschrieben, u.a. eine Temperaturempfindlichkeit der Farbe. Daher müsste die lokale Wandtemperatur für eine Korrektur hinzugezogen werden. Diese kann gemessen oder durch numerische oder analytische Betrachtungen abgeschätzt werden.

Die Farbe besitzt auf Grund ihrer Porosität eine höhere Oberflächenrauigkeit ( $R_z$  ca. 6-10  $\mu m$ , Maxima 15-20  $\mu m$ ). Die mittlere Dicke betrug ca. 10  $\mu m$ . Auf dem Modell befinden sich Markerbohrungen, mit bekannter Position, die in den Aufnahmen sichtbar sind. Damit lassen sich die Bilddaten auf einem strukturierten Oberflächengitter abbilden und es wird eine Sensorauflösung von 1-2 mm erreicht.

### Particle Image Velocimetry

Für die Particle Image Velocimetry (PIV) Technik werden Partikel, das Seeding, in die Strömung eingebracht [125,126]. Ein Laserstrahl wird zu einer Ebene aufgeweitet und zwei mal kurz hintereinander gepulst. Das von den Partikeln reflektierte Licht wird mit Kameras aufgenommen. Durch eine Referenzkalibrierung, z.B. mit einem Gitter, werden die zweidimensionalen Bilder entzerrt und in reale Koordinaten umgewandelt. Durch eine Korrelationsanalyse werden die wahrscheinlichsten Positionen der Partikel miteinander verglichen. Somit lassen sich Verschiebungsvektoren ermitteln. Die Aufnahmen werden sukzessive in immer feinere Bereiche aufgeteilt. Mit der bekannten Zeitdifferenz zwischen beiden Aufnahmen bzw. Pulsen lassen sich Geschwindigkeitsvektoren bestimmen. Werden zwei Kameras verwendet, kann, nach dem stereoskopischen Prinzip, eine dreidimensionale Verschiebung berechnet werden.

Der Versuchsaufbau entsprach der Konfiguration 1 (mit Drehscheibe). Die Druckbohrungen des Modells wurden auf der Oberseite mit einem 0.06 mm dicken Kaptonband abgeklebt. Danach wurde eine Grundierung und eine Schicht mit glänzender schwarzer Farbe aufgetragen, um starke Streuungen des Laserlichts zu verhindern. Reflexionen und Streuungen treten insbesondere an Kanten z.B. an der VK oder HK des Modells auf und haben ein Überbelichten

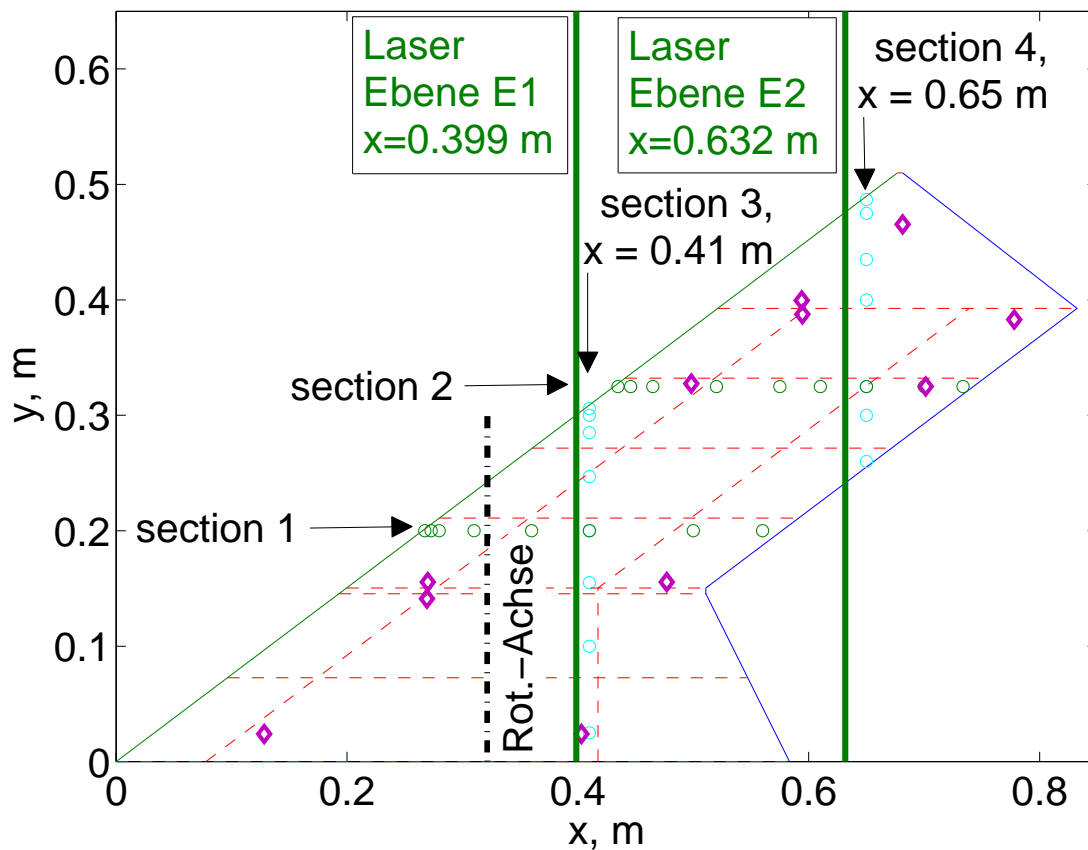


Abbildung 4.17: Positionen von Sensoren und Ebenen der Laserschnitte, vergl. Abb 4.15

der Kamera zur Folge. Hierdurch können dort keine Bildinformationen verwertet werden. Die Beschichtung wurde so aufgetragen und dazwischen poliert, dass keine Kante und nahezu kein Dickenunterschied durch das Klebeband entstand. Es wurden zwei Kameras auf beiden Seiten stromab des Modells verwendet und zwei Laserschnittebenen (E1 und E2) vermessen (Abb. 4.17). Jene waren normal zur Strömungsrichtung ausgerichtet.

Die Messung sowie die Umwandlung und Aufbereitung der Daten in gemittelte bzw. phasenstarr gemittelte Geschwindigkeitsvektoren und deren Schwankungsanteile wurde von AS-EXV durchgeführt. Es wurden jeweils 300 Bilder aufgenommen. Dargestellt werden die gemittelten Ergebnisse bzw. deren Schwankungsanteile. Für ausgewählte Bedingungen wurden außerdem instantane Aufnahmen analysiert.

## 5 Messwertverarbeitung und Analyse

Im folgenden Kapitel wird die Erfassung, Korrektur und Verarbeitung bzw. Auswertung der Messdaten beschrieben. Auf Grund der vielen verschiedenen Messtechniken und beteiligten Arbeitsgruppen kamen unterschiedliche Messanlagen zum Einsatz. Der Schwerpunkt der Beschreibung der Messkette (Abb. 5.1 und 5.2) liegt auf der Messanlage des Instituts für Aeroelastik.

### 5.1 Aufnahme und Verarbeitung der Messwerte

Zur Aufzeichnung (Data Acquisition, DAQ) der Druck-, Kraft-, Beschleunigungs- und Wegdaten wurde die *Anlage zur Messung instationärer Daten* AMIS III verwendet. Sie kam auch bei den meisten Vorversuchen sowie dem Impulshammertest zum Einsatz. Während des Versuchs wurde ein zweites System zur Online-Überwachung genutzt. Hierfür wurden die Sensorsignale zuvor gesplittet, so dass jenes System nicht in die Messkette eingriff.

Die DAQ-Systeme der Firma Dewetron bestehen aus mindestens einem Rechner und separaten 24-bit Delta-Sigma A/D-Wandler Modulen mit jeweils bis zu 128 Kanälen. Die maximale Abtastrate liegt bei 204.8 kHz. Für die Windkanalmessungen wurden jeweils zwei Module pro System, d.h. maximal 256 Kanäle, eingesetzt. Ein externer Taktgenerator (FGen) liefert sowohl ein analoges Signal, als Input für die Regelung des Aktuators ( $f_{ex}$ , S0), als auch synchrone Rechteck-Signale (Transistor-Transistor-Logik, TTL) für das DAQ-System: Ein Grundsignal (S2) mit der Anregungsfrequenz ( $f_{ex}$ ) und ein hochfrequentes Signal (S4) mit dem 512-fachen der Samplingfrequenz ( $f_{samp}$  bzw.  $f_s$ ). Die Samplingfrequenz wird als  $2^n$ -faches der Anregungsfrequenz gewählt. Dies entspricht  $n_{samp}$  Messpunkte pro Bewegungsperiode und ermöglicht eine phasenstarre Abtastung und Mittelung. Die Signale wurden außerdem zur Synchronisierung mit anderen Messsystemen verwendet, von denen umgekehrt z.B. Triggersignale (Sync) erfasst wurden. Der Start der Messung wird durch das Stufensignal S1 angezeigt. Die Messdauer wurde individuell angepasst, so dass bei Anstellwinkelschwingungen mindestens einhundert Perioden gemessen wurden. Bei stationären Punkten wurden 20480 Samples mit  $f_s = 1200$  Hz aufgenommen.

Die erfassten Daten werden mit Hilfe der C-basierten Softwareroutinen der AMIS Anlage umgewandelt und abgespeichert. In einem direkten Postprocessing-Schritt können sie weiterverarbeitet, u.a. Kalibrierungs- und Verstärkungsfaktoren eingerechnet, in dimensionslose Größen umgewandelt und im *NetCDF*-Format abgelegt werden. Für das weitere Postprocessing und die Visualisierung wurde ein Paket an Matlab Routinen erstellt ([115], Matlab 2012Ra©). Es umfasst außerdem weitere Kalibrierungen (vergl. Abschnitt 5.2 und 5.3.3) und bietet die Möglichkeit unterschiedlicher Ausgabeoptionen z.B. von Graphen und reduzierten Datensätzen im *TECPLOT*©-Format. Durch einen parametrischen Aufbau kann und wurde es auch für die Datensätze von anderen Windkanalversuchen und Modellen verwendet. An vielen Stellen werden dieselben Verfahren und Routinen genutzt, die auch zur Auswertung der numerischen Datensätze erstellt wurden. Die Routinen wurden später zur Analyse der iPSP-Daten, die von AS-EXV übergeben wurden, erweitert.

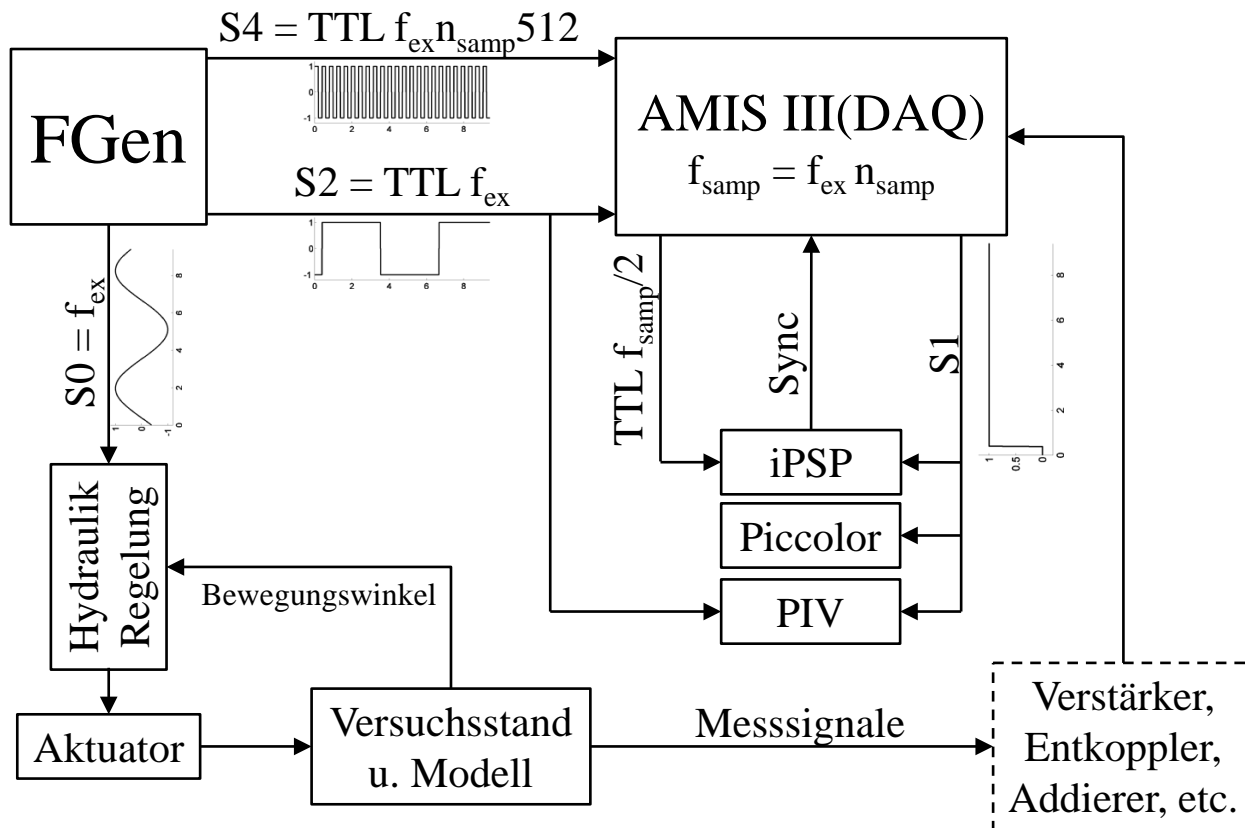


Abbildung 5.1: Signalverlauf der Messkette, MK 1

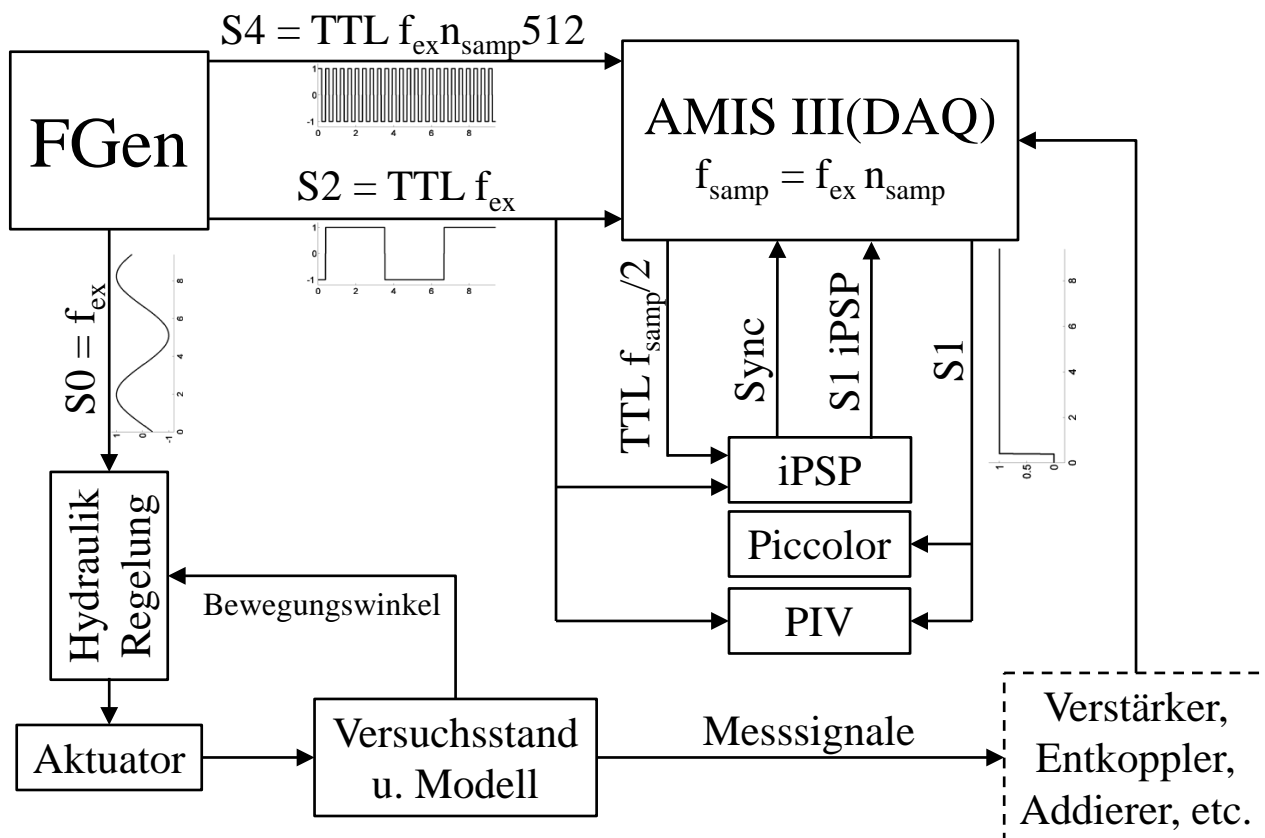


Abbildung 5.2: Signalverlauf der Messkette, MK 3



## 5.2 Korrektur der Druckdaten basierend auf einer dynamischen Kalibrierung

Die stationäre Kalibrierung der Drucksensoren beruht auf einem Polynom dritten Grades, das mit Hilfe einer Druckreihe vor jedem Versuchstag erstellt wurde [98]. Zusätzlich wurde eine dynamische Kalibrierung durchgeführt. Die Verbindung zwischen Druckbohrung und Sensor wirkt dabei wie ein Verzögerungsglied oder Filter. Dies entspricht einer Faltung des Signals ( $s$ ) mit der Übertragungscharakteristik ( $u$ ).

$$s_{mess} = u * s_{real} \rightarrow S_{mess} = U \cdot S_{real} \quad (5.1)$$

Das gemessene Signal kann durch eine Dekonvolution rekonstruiert werden. Im Frequenzbereich ( $S, U$ ) wird daraus eine Multiplikation mit der inversen Übertragungsfunktion. Die Übertragungsfunktion der einzelnen Sensoren wurde gemessen (Abschnitt 4.5.1). Die Länge ( $L$ ), der Radius ( $R$ ) sowie das Volumen der Verbindungsleitung ( $V_t(L, R)$ ) und das Volumen direkt vor der Sensormembran ( $V_v$ ) sind die Haupteinflussparameter. Das Übertragungsverhalten kann approximiert werden durch eine Funktion ( $U \approx H(\omega)$ , Gl. (5.2)) nach Bergh und Tijdeman [127, 128]. Sie nutzt Besselfunktionen  $J_i$  verschiedener Ordnung als Ansatzfunktionen zur Lösung der Differentialgleichung der Schwingungen im Leitungssystem zwischen Bohrung und Membran. Weiterhin werden die Quadratwurzel der Prandtl-Zahl ( $\sigma = \sqrt{Pr}$ ), der Isentropenkoeffizient ( $n_v$ ), die dynamische Viskosität ( $\mu$ ), die Dichte ( $\rho$ ) und die Schallgeschwindigkeit ( $a_0$ ) der Luft verwendet. Die Prandtlzahl wird als konstant angenommen. Die strömungsabhängige Variation der Viskosität und der Dichte (entspricht der Variation der kinematischen Viskosität) werden über die Abhängigkeit vom jeweiligen mittleren Druck und der Recovery Temperatur ( $T_e$ ) am Sensor bestimmt. Für die Bestimmung der Recovery Temperatur wird ein isentropes Verhalten angenommen. Dies verliert streng genommen beim Auftreten von Stößen seine Gültigkeit. Jedoch sind sowohl die Variation als auch der Einfluss der Temperatur deutlich geringer zu bewerten als des Drucks. Somit ist der mögliche Fehler bei dieser Art von Tests gering.

$$H(\omega) = \frac{P_u}{P_i} = \left( \cosh\left(\frac{\omega L}{a_0} \Gamma\right) + \frac{V_v}{V_t} \frac{n}{n_v} \left(\frac{\omega L}{a_0} \Gamma\right) \sinh\left(\frac{\omega L}{a_0} \Gamma\right) \right)^{-1} \quad (5.2)$$

$$\Gamma = \left( \frac{n_v \cdot J_0(i^{\frac{3}{2}} s)}{n \cdot J_2(i^{\frac{3}{2}} s)} \right)^{\frac{1}{2}}, n = \left( \frac{1 + \frac{n_v - 1}{n_v} \cdot J_2(i^{\frac{3}{2}} \sigma s)}{J_0(i^{\frac{3}{2}} \sigma s)} \right)^{-1}, s = R \cdot \left( \frac{\rho \omega}{\mu} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (5.3)$$

$$\rho = \frac{p}{RT_e}, T_e = T_0 \cdot \frac{1 + \sigma(n_v - 1)/2 \cdot Ma^2}{1 + (n_v - 1)/2 \cdot Ma^2}, Ma = \sqrt{\left( \frac{2}{n_v - 1} \left( \left( \frac{P_0}{P} \right)^{\frac{n_v - 1}{n_v}} - 1 \right) \right)} \quad (5.4)$$

Ausgehend von sinnvollen Startwerten wird eine Optimierung der Einflussparameter ( $L, R, V_v$ ) durchgeführt, bis die Abweichung zwischen der errechneten und gemessenen Übertragungsfunktion (ohne Wind) einen bestimmten Wert  $\epsilon_0$  unterschreitet. Hierzu werden Real- und Imaginärteil gemeinsam betrachtet. Durch den Faktor  $c$  kann die Phase, durch die Funktion  $w(\omega)$  ein bestimmter Frequenzbereich höher gewichtet werden, um die Approximation zu verbessern.

$$\epsilon_0 > \sqrt{w(\omega) \cdot \left\{ (1 - c) \cdot [\operatorname{Re}(H(\omega) - U(\omega))]^2 + c \cdot [\operatorname{Im}(H(\omega) - U(\omega))]^2 \right\}} \quad (5.5)$$

Das Verfahren liefert über einen großen Frequenzbereich (Abb. 5.3) eine sehr hohe Genauigkeit. Weiterhin wurde eine Darstellung als PT2 Glied mit einem zusätzlichen Totzeitglied [129] oder als Infinite-Impuls-Response Filter (IIR) [130] getestet. Diese lieferten im oberen Frequenzbereiche keine gute Approximation bzw. sind nur im Zeitbereich definiert und müssen somit für jede Samplingfrequenz neu berechnet werden und neigen außerdem zu instabilen Polstellen.

Auf Basis der Einflussparameter und der vorliegenden Strömungsparameter wurden die Übertragungsfunktionen ( $H(\omega, p, T_0, Ma, R, L, V_v)$ ) ermittelt (Gl. (5.2)) und die Messergebnisse korrigiert. Trotz der sehr geringen Phasennacheilung der Sensoren entstehen bei getrennter Betrachtung der komplexen Luftkräfte im Real- und Imaginärteil Abweichungen von bis zu 10%. Die Luftkräfte der Druckschnitte (Index *Section i*: 1 und 2, Abb. 4.15) werden durch Integration nach der Trapezregel von der Hinterkante der Unterseite über die Vorderkante bis zur Hinterkante der Oberseite berechnet. Falls sich an der Vorder- oder Hinterkante kein Sensor befindet, wird eine gewichtete Extrapolation durchgeführt [115]. Die Momentenbeiwerte beziehen sich auf die 25%-Linie der lokalen Flügeltiefe.

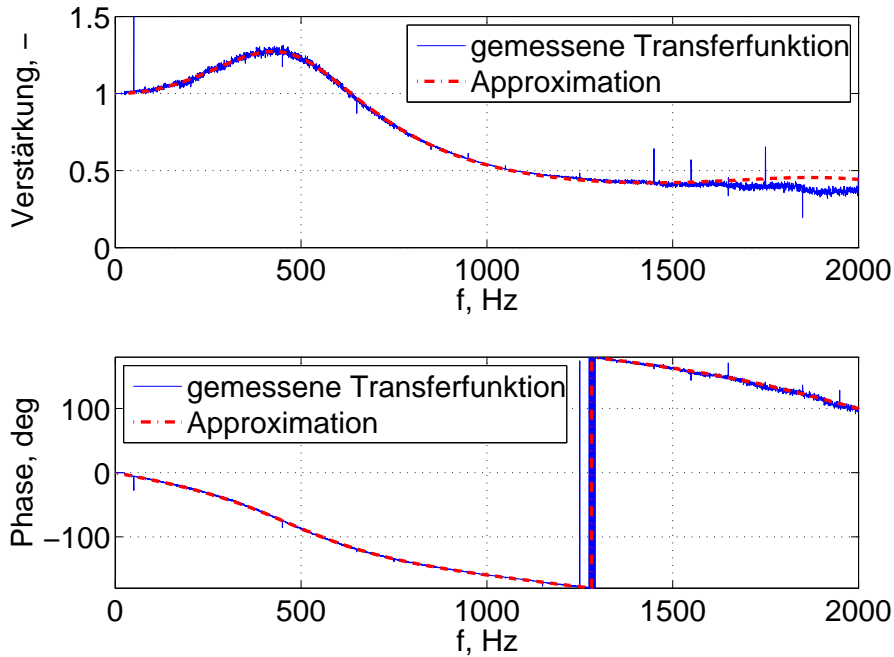


Abbildung 5.3: Übertragungsfunktion und Approximation eines instationären Drucksensors

## 5.3 Analyse

Die Berechnung der aerodynamischen Beiwerte wird in Abschnitt C.1 und die Mittelung sowie die statistische Auswertungen der Daten in C.2 beschrieben. Dies beinhaltet neben statistischen Momenten auch die Berechnung von Häufigkeits- bzw. approximierten Wahrscheinlichkeitsverteilungen. Durch die phasenstarre Abtastung lassen sich die Verfahren sowohl auf stationäre Messpunkte als auch auf die einzelnen Phasenwinkel der Nickbewegung anwenden.

### 5.3.1 Analysemethoden im Frequenzbereich

Mit Hilfe der Fourier-Transformation können Daten  $(x, y)$  vom Zeit- in den Frequenzbereich  $(X, Y)$  transformiert werden. Als Quelle diente überwiegend [131].

$$X(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) e^{-i\omega t} dt \quad (5.6)$$

Es steht jedoch nur eine begrenzte Messdauer  $([0, T])$  mit einer endlichen Abtastung  $(\Delta t = 1/f_s)$  zur Verfügung. An Stelle der Fouriertransformation wird bei Messdaten häufig die Fast Fourier

Transformation (FFT) verwendet, um die diskreten, komplexen Fourierkoeffizienten ( $X(\omega_i)$ ) und deren komplex Konjugierte ( $X^*$ ) zu berechnen. Diese besitzen folgende Eigenschaften:

$$\operatorname{Re}(X^*) = \operatorname{Re}(X) \quad (5.7)$$

$$\operatorname{Im}(X^*) = -\operatorname{Im}(X) \quad (5.8)$$

$$\operatorname{Re}(X(\omega)) = \operatorname{Re}(X(-\omega)) \quad (5.9)$$

$$\operatorname{Im}(X(\omega)) = -\operatorname{Im}(X(-\omega)) \quad (5.10)$$

Die Amplitude eines harmonischen Signals (Wechselanteil, AC) mit  $N$  Messpunkten kann aus den einseitigen, normierten Fourier-Koeffizienten berechnet werden. Der Mittelwert entspricht dem Gleichanteil bei  $\omega = 0$  (DC):

$$\hat{x}(\omega_i) = 2 \cdot X(\omega_i > 0) / N \quad (5.11)$$

$$\bar{x} = X(\omega = 0) \quad (5.12)$$

Dies kann zur Rekonstruktion eines Signals (Signalsynthese) mit diskreten Frequenzen genutzt werden, z.B. um eine Korrektur um den Phasenwinkel ( $\varphi$ ) auf Grund einer zeitlichen Nacheilung  $\tau$  vorzunehmen. Dieses Verfahren wurde zum einen für die Korrektur der Nacheilung und zum anderen für das Resampling der Daten der Verformungsmessungen und der iPSP-Messungen angewendet [115]. Durch Rücktransformation von Gl. 5.6 ergibt sich mit der Eulerschen Relation [132, Kapitel 14.5.2]:

$$x(t) = \operatorname{Re}(X) \cos(\omega t + \varphi) - \operatorname{Im}(X) \sin(\omega t + \varphi) \quad (5.13)$$

$$\varphi = \tau \cdot 2\pi f \quad (5.14)$$

Die spektrale Leistungsdichte (Power Spectral Density, PSD) gibt die frequenzabhängige Verteilung der Leistung eines Signals wieder. Zur Vermeidung von Leck-Effekte wird eine Fensterfunktion angewendet. Trotz der phasenstarken Abtastung können diese durch die zuvor genannten Kalibrierungen und Filter selbst bei der Anregungsfrequenz hervorgerufen werden. Es wurde ein *Hanning*-Fenster ( $w$ ) mit 50%-Overlap angewendet [133, 134]. Dieses bietet die optimale Amplituden-Flachheit. Die Signale wurden in acht Segmente der Länge  $M$  unterteilt. Abschließend folgt eine Mittlung der Segmente und eine, vom Fenster abhängige, Amplitudenkorrektur.

$$PSD = \frac{2 \cdot X_w^2}{f_s \cdot \sum_{j=0}^{M-1} w(j)^2} \quad (5.15)$$

$$X_w = x(j) \cdot w(j) \quad (5.16)$$

$$w(j) = 0.5 \cdot \left( 1 - \cos\left(\frac{2\pi \cdot j}{M-1}\right) \right), j = [0, M-1] \quad (5.17)$$

Die Übertragungsfunktion gibt das Verhalten zwischen dem Eingangs- und dem Ausgangssignal eines linearen, zeitinvarianten Systems wieder. Sie wird hier aus der Kreuz- und Autoleistungsdichte ermittelt. In diesem Fall entspricht es einem  $H_1$  Schätzer, wodurch der Fehler im Ausgangssignal reduziert wird. Auch dabei wurden Fensterfunktionen angewendet.

$$H_{xy}(\omega) = \frac{P_{xy}}{P_{xx}} \quad (5.18)$$

$$P_{xy} = X^* \cdot Y \quad (5.19)$$

$$P_{xx} = X^* \cdot X \quad (5.20)$$

Die Kohärenz ( $\gamma$ ) von gemittelten Leistungsspektren liefert ein Maß für die Korrelation zwischen zwei Signalen ( $0 \hat{=}$  unkorreliertem Rauschen):

$$\gamma^2(\omega) = \frac{|P_{xy}|^2}{P_{xx} \cdot P_{yy}} \quad (5.21)$$

### 5.3.2 Methoden der Analyse der Signalqualität zur Auswertung des spektralen Inhalts der Messdaten

Aus der Elektro- und Funktechnik sind Kennzahlen zur Detektion von nichtlinearen Anteilen und Rauschen bei frequenzabhängigen Signalen bekannt. Sie beruhen auf Verfahren zur Beurteilung der Signalqualität und werden meist als Verhältnis quadratischer Größen in Dezibel (dB) ausgegeben. Sie dienen dazu, Signale hinsichtlich der grund- und höherharmonischen Anteile gegenüber Rauschen und zusätzlichem spektralen Inhalt zu analysieren:

Grundschwingung/Signal:	$S, \quad f = f_{ex}$
Oberschwingungen/Distortion:	$D, \quad f = i \cdot f_{ex}, i \in \mathbb{N} \setminus \{1\}$
Rauschen und zusätzl. spektraler Inhalt $\hat{=}$ Noise:	$N, \quad f = ]0, f_s/2] \setminus \{f \mid i \cdot f_{ex}, i \in \mathbb{N}\}$

Folgende Kennzahlen wurden bei den Analysen verwendet:

• Signal-Rausch Verhältnis	$SNR = S/N,$	dB
• Signal-Distortion Verhältnis	$SDR = S/D,$	dB
• Signal zu Rausch-und-Distortion Verhältnis	$SNDR = S/(D+N),$	dB
• Distortion zu Distortion-und-Noise Verhältnis	$D/(D+N),$	-

In den folgenden Definitionen wird nur die Grundschwingung als Signal  $S$  bezeichnet. Zur Distortion  $D$  werden die zweite bis fünfte Oberschwingung gezählt ( $\Rightarrow 5 \cdot f_{ex} < \min(f_s/2)$ ). Das Rauschen beinhaltet diese höherharmonischen Anteile nicht. Nur das Rauschen wird mit der spektralen Auflösung normiert (Anzahl an Bins  $n = f_s/(2\Delta f) - 5$ ), da die Größe der Distortion eigentlich einem unverzerrten Grundsignal zuzurechnen wäre.

Das Signal-Rausch Verhältnis (*Signal to Noise Ratio*,  $SNR$ ) gibt das Verhältnis zwischen der Leistung des harmonischen Signals ( $S$ , Index  $_h$ ) und dem Rauschen bzw. mittleren Rausch-niveau ( $N$ , Index  $_n$ ) wieder. Es kann nach entsprechender Filterung entweder als Standardabweichung  $P$  der Signalleistung im Zeitbereich oder basierend auf der Leistungsdichte der Fourier-Transformierten ( $X$ ) im Frequenzbereich ermittelt werden.

$$SNR = \frac{P_{Signal}}{P_{Noise}} \quad (5.22)$$

$$= 10 \cdot \log_{10}(X_h^2) - 10 \cdot \log_{10}(1/n \sum X_n^2) \quad (5.23)$$

Zur Angabe der Signalverzerrung eines harmonischen Signals dient häufig der *Klirrfaktor* oder die *total harmonic distortion* (THD). Es wird das Verhältnis der Höherharmonischen, bis zum N-ten Vielfachen, und der Grundschwingung (Index  $_1$ ) des Signals ausgewertet. In anderen Varianten werden dem Signal auch alle höherharmonischen Anteile zugerechnet. Definitionen bestehen in dB oder %.

$$THD_F = \frac{\sqrt{P_2^2 + P_3^2 + \dots + P_N^2}}{P_1} \quad (5.24)$$

$$THD_R = \frac{\sqrt{P_2^2 + P_3^2 + \dots + P_N^2}}{\sqrt{P_1^2 + P_2^2 + \dots + P_N^2}} \quad (5.25)$$

Der reziproke Parameter ist das Signalverzerrungsverhältnis (*Signal to Distortion Ratio*,  $SDR$ ). Es entspricht von der Tendenz und dem Vorzeichen dem SNR. Bei manchen Definitionen werden auch Subharmonische ( $1/N$ -te Vielfache der Grundfrequenz) in die Auswertung einbezogen.

$$SDR = 10 \cdot \log_{10}(X_h^2) - 10 \cdot \log_{10}\left(\sum_{i=2}^5 X_h^2 \cdot i\right) \quad (5.26)$$

Eine Erweiterung besteht im Signal zu Rausch- und Verzerrungsverhältnis (*Signal to Noise and Distortion ratio, SNDR*). Der Signalinhalt wird ins Verhältnis zu allen sonstigen Schwankungen gesetzt.

$$SNDR = 10 \cdot \log_{10}(X_h^2) - 10 \cdot \log_{10}\left(\sum_{i=2}^5 X_h^2 \cdot i + 1/n \sum X_n^2\right) \quad (5.27)$$

Das Distortion zu Distortion-und-Noise Verhältnis gibt den Anteil der Oberschwingungen an der Leistungsdichte der nichtharmonischen Schwingungen wieder. Zur besseren Darstellung wird dies häufig nicht in dB ausgegeben und kann aus SNDR/SDR ermittelt werden.

$$\frac{D}{(D+N)} = \frac{P_2^2 + P_3^2 + \dots + P_N^2}{P_2^2 + P_3^2 + \dots + P_N^2 + P_{Noise}^2}, \text{ mit } N = 5 \quad (5.28)$$

Sind das Signal-Rausch und das Signal zu Rausch- und Verzerrungsverhältnis ähnlich, wird die Messung hauptsächlich von zusätzlichem Rauschen verfälscht. Falls das Signalverzerrungs- und das Signal zu Rausch- und Verzerrungsverhältnis ähnlich sind, beruht der überwiegende Anteil der sonstigen Fluktuationen auf einer Verzerrung des grundharmonischen Signals bzw. zusätzlichen höherharmonischen Schwingungen. Je höher der Wert von sämtlichen „S“-Werten, desto harmonischer ist das Signal und desto signifikanter die Grundschiwingung. Nebenkeulen durch die Fensterung des Signals werden bei diesem Verfahren als Noise behandelt.

- SNR  $\approx$  SND: Hauptsächlich Noise/ andere Frequenzen neben Grundsignal
- SDR  $\approx$  SNDR: Hauptsächlich höherharmonische Schwankungen neben Grundsignal
- SNDR hoch: Grundschiwingung gegenüber sonstigen Fluktuationen signifikant
- D/(D+N)  $\rightarrow$  1: Hauptsächlich Signaldistorsion, wenig sonstiger Noise

### 5.3.3 Filterung und Rekonstruktion

Zur Filterung oder Glättung von Daten im Postprocessing werden, wie schon erwähnt, IIR Filter verwendet [135]. Sie werden vorwärts und rückwärts durchlaufen, so dass sich die Phasenverschiebung wieder aufhebt. Die Filter können sowohl im Zeit- als auch im Frequenzbereich angewendet werden. In differentieller Form ergibt sich das Signal ( $y[n]$ ) aus den Eingangswerten ( $x[n]$ ) und den rekursiven Werten des Ein- und Ausgangssignals. Je nach Filtertyp werden hierbei die Koeffizienten  $b$  und  $a$  bis zur M/N-ten Ordnung gewählt.

$$y[n] = \frac{1}{a_0} \sum_{k=0}^M b_k \cdot x[n-k] - \sum_{l=1}^N a_l \cdot y[n-l] \quad (5.29)$$

Für das Monitoring während des Versuchs wurden Finite-Impuls-Response Filter genutzt. Bei diesen werden keine rekursiven Anteile des Ausgangssignals ( $a_i = 0, i > 0$ ) verwendet.

Zum Resampling und der Rekonstruktion von Daten wird auf Gl. 5.14 zurückgegriffen, um die Signalwerte zu beliebigen Zeitpunkten zu bestimmen. Dies ist z.B. bei der Ermittlung der Verformungsdaten basierend auf dem Anstellwinkel (Gl. 4.12) oder der Berechnung von iPSP-Daten nach einer Phasenkorrektur notwendig.

### 5.3.4 Energiebilanz pro Periode

Ob einem umströmenden Medium durch die aerodynamische Antwort eines Profils, welches um einen Rotationsfreiheitsgrad schwingt, Energie entzogen oder an dieses abgegeben wird, kann mit Hilfe des Energieeintrag über einer Periode bestimmt werden (Vorzeichen nach [84]).

$$C_W = K_i \oint C_M d\alpha \quad (5.30)$$

Eine Skalierung kann mit der Bewegungsenergie erfolgen - entweder nur basierend auf der Bewegungsamplitude ( $K_1 = 1/(\hat{\alpha})^2$ ) oder auf der reduzierten Frequenz und der Amplitude ( $K_2 = 1/(\hat{\alpha} \cdot \omega^*)^2$ ). In den gezeigten Fällen wird  $K_1$  verwendet.

- $C_W < 0$ : Energie von Bewegung in Fluid  $\hat{=}$  stabilisierend
- $C_W > 0$ : Energie von Fluid in Bewegung  $\hat{=}$  destabilisierend

Die Betrachtung kann auch lokal durchgeführt werden [98,136]. Aus der aufgeprägten Kraft ( $\vec{F}$ ) integriert entlang des zurückgelegten Weges ( $\vec{s}$ ) ergibt sich der Energiefluss ( $W$ ) vom Fluid auf das gesamte Modell. Das Vorzeichen hängt somit vom Phasenverhalten der Luftkräfte gegenüber der Bewegung bzw. der Größe der außerphasigen Luftkräfte ab. Die Integration erfolgt entlang der Halbspannweite ( $b/2$ ) und der Flügelober- und Unterseite in Tiefenrichtung ( $c$ ).

$$W = \int_{s_1}^{s_2} \vec{F} \cdot d\vec{s}, \text{ mit } ds = \frac{d\vec{s}}{dt} \cdot dt \quad (5.31)$$

$$W = \int_0^{b/2} w \, dy, \text{ mit } w = \int_{t_1}^{t_2} \vec{f} \cdot \dot{\vec{s}} \, dt \quad (5.32)$$

$$\vec{f} = - \oint c_p \cdot q_\infty \cdot \vec{n} \, dx, \quad (5.33)$$

$$\Rightarrow w = -q_\infty \sum_i \left( \sum_j \Delta c_{p,ij} \vec{n} \cdot \dot{\vec{s}}_{i,j} \Delta x_j \right) \Delta t \quad (5.34)$$

Hieraus wird an einzelnen Sensorpositionen, normiert mit der Flügeltiefe und dem Skalierungsfaktor der Bewegungsenergie:

$$c_{pw} = -\frac{K_i}{c_{ref}} \sum_i \left( c_{p,i} \vec{n} \cdot \dot{\vec{s}}_i \right) \Delta t \quad (5.35)$$

Die Bewegung ist durch die Starrkörperrotation bzw. Nickbewegung des Modells gegeben. Die Verformung wird vernachlässigt und kleine Winkeländerungen angenommen.

$$\dot{\vec{s}}(\vec{x}) = \frac{d\alpha}{dt} \begin{pmatrix} z - z_{rot} \\ x_{rot} - x \end{pmatrix} \rightarrow \frac{\Delta\alpha}{\Delta t} \begin{pmatrix} z - z_{rot} \\ x_{rot} - x \end{pmatrix} \quad (5.36)$$

Die Oberfläche der Schnitte wird durch einen stückweise definierten Polynomspline ( $pp$ ) repräsentiert, der effizient abzuleiten ist. Der Normalenvektor  $\vec{n}$  wird an den Sensorpunkten ermittelt. Die Variable  $\xi = x \cdot \text{sgn}(\text{Seite})$  ersetzt  $x$ , so dass der Spline eine eindeutige Funktion darstellt und gibt die Ausrichtung der Oberfläche wieder ( $\xi < 0$  Unterseite,  $\xi > 0$  Oberseite).

$$\vec{x} = \begin{pmatrix} \xi \\ z \end{pmatrix} \quad (5.37)$$

$$z(\xi) = pp(\xi) = p_0 + p_1 \cdot \xi + p_2 \cdot \xi^2 + p_3 \cdot \xi^3 + \dots + p_n \cdot \xi^n \quad (5.38)$$

$$dz/d\xi = dpp/d\xi = p_1 + 2p_2 \cdot \xi + 3p_3 \cdot \xi^2 + \dots + n p_n \cdot \xi^{n-1} \quad (5.39)$$

$$\vec{n}_0(\vec{x}) = \frac{1}{|\vec{n}|} \begin{pmatrix} -dz/d\xi \\ \text{sgn}(\xi) \end{pmatrix} \quad (5.40)$$

$$c_{pw}(\vec{x}, t_i) = -\frac{K_i}{c_{ref}} \sum_{i=1}^i c_p(\vec{x}, t_i) \frac{\alpha_{i+1} - \alpha_{i-1}}{2} \vec{n}_0 \cdot \begin{pmatrix} z - z_{rot} \\ x_{rot} - x \end{pmatrix} \quad (5.41)$$

Der Energieeintrag bedeutet:

- $c_{pw} < 0$ : Energie von Bewegung in Fluid
- $c_{pw} > 0$ : Energie von Fluid zu Bewegung

Bei den flächigen Darstellungen wird der Normalenvektor aus dem Kreuzprodukt der Verbindungsvektoren zu den benachbarten Punkten gebildet.

### 5.3.5 Analysen im Strömungsfeld

Aus den numerischen Simulationen und den PIV-Messungen stehen Geschwindigkeitsvektoren im Strömungsfeld zur Verfügung. Sie sind im Windkanal-Koordinatensystem angegeben.

$$\vec{u} = (u, v, w)^T \quad (5.42)$$

Die Gesamtgeschwindigkeit ( $u_{ges}$ ) ergibt sich aus der Norm des Geschwindigkeitsvektors. Des Weiteren wird die Norm der Geschwindigkeiten  $v_{rot}$  in der Laserebene ermittelt. Als Ergebnis der PIV-Messungen lagen weiterhin die Geschwindigkeitsabweichungen ( $u_{rms}, v_{rms}, w_{rms}$ ) der Einzelkomponenten vor. An Stelle einer normierten turbulenten kinetischen Energie wird die Norm der Abweichungen betrachtet ( $u_{rms,ges}$ ).

$$u_{ges} = |\vec{u}| \quad (5.43)$$

$$v_{rot} = \sqrt{v^2 + w^2} \quad (5.44)$$

$$u_{rms,ges} = \sqrt{u_{rms}^2 + v_{rms}^2 + w_{rms}^2} \quad (5.45)$$

Die Gradienten  $\nabla \vec{u}$  (z.B.  $dw/dy = w_y$ ) wurden mit einem zentralen Schema zweiter Ordnung berechnet. Nur die Wirbelstärke normal zur Laserebene kann bestimmt werden.

$$\omega_x = w_y - v_z \quad (5.46)$$

Zur Detektion von wirbelbehafteter Strömung wird das *Swirl*-Kriterium herangezogen [54] (vergl. Abschnitt 2.1.1). Aus einer Eigenwertbetrachtung der Charakteristischen Gleichung des Tensors der Geschwindigkeitsgradienten ergibt sich eine Zerlegung in ein Hauptachsensystem [56]. In einer Ebene wird hierdurch eine radiale ( $\lambda_{cr}$ ) und eine tangential ( $\lambda_{ci}$ ) Komponente ermittelt. Letztere repräsentiert einen Drehungsanteil. Das Kriterium ist erfüllt, sofern ein Imaginärteil, also  $\lambda_{ci}$ , vorliegt. In der Praxis wird jedoch häufig ein Schwellwert vorausgesetzt.

$$\lambda_{cr} = \frac{1}{2}(v_y + w_z) \quad (5.47)$$

$$\lambda_{ci} = \text{Im} \left( \sqrt{\frac{1}{4}(v_y + w_z)^2 + v_z w_z - v_y w_z} \right) \quad (5.48)$$

## 5.4 Messunsicherheiten und Fehlerquellen

Neben der Genauigkeit der Sensorik und der Aktuatorik (Abschnitt 4.5) sind die Einstellung und Variation der Versuchsrandbedingungen weitere Quellen für Messungenauigkeiten. Die Wiederholgenauigkeit einzelner Messpunkte wurde nachgeprüft und kein signifikanter Unterschied, weder während der Messkampagnen noch zwischen diesen, festgestellt. Die Messdauer und Samplingfrequenz wurden variiert, was ebenfalls keine signifikanten Unterschiede ergab. Abweichungen, die durch die Beschichtung und Modelloberfläche entstehen, werden im Rahmen der Betrachtung der Ergebnisse diskutiert. Durch die unterschiedlichen Konfigurationen (Abb. 4.3 und 4.4) trat kein Einfluss auf die betrachteten Messergebnisse oder deren Verhalten auf. Die größte Beeinträchtigung der iPSP-Ergebnisse resultiert aus der Variation der Temperatur über dem Modell. Ein Vergleich zwischen Sensordaten und iPSP wird im Rahmen von Abschnitt 7.3.1 und in [115] vorgenommen. Die hauptsächliche Betrachtung in dieser Arbeit ist jedoch auf die zusätzliche flächige, relative Information begrenzt. Bei den instationären Daten kann der Temperatureffekt als sehr gering angesehen werden. Ungültige Bereiche, z.B. auf Grund von Effekten der Beleuchtung (z.B. bei iPSP) oder Reflexionen und geringer Anzahl an verwendbaren Aufnahmen (z.B. bei PIV) wurden maskiert. Die Hauptfehlerquelle bei den integrierten Kraft- und Momentenbeiwerten besteht in der begrenzten räumlichen Auflösung im Vergleich zur teilweise starken örtlichen Variation. Hierfür ist keine allgemeine quantitative Aussage möglich.

## 6 Versuchsdurchführung

Die Ergebnisse, die in dieser Arbeit dargestellt werden, stammen aus drei Messkampagnen (04/2013, 11-12/2013, 03/2015, vergl. Tab. 6.1).

Die erste Messkampagne (MK1, [115]) gliederte sich in einen Abschnitt, bei dem am unbeschichteten Modell die Kraft-/Moment- (Abschnitt 4.5.3), Druck- (Abschnitt 4.5.1) und Verformungsmessungen (Abschn. 4.5.4) durchgeführt wurden. Im zweiten Abschnitt wurden an Stelle der Verformungen die Oberflächendrücke gemessen. Hierzu wurde das Modell mit iPSP beschichtet (Abschnitt 4.5.4). Die Druckbohrungen wurden während des Beschichtens mit kleinen Nadeln verschlossen, um ein Verstopfen zu verhindern. Vor dem Versuch wurden Tests durchgeführt, bei denen sichergestellt werden konnte, dass keine starken Veränderungen der Bohrung die Messungen der Drucksensoren beeinflussen.

Bei der zweiten Messkampagne (MK2, [54]) wurden Kraft-/Momentendaten der piezoelektrischen Waage, Drucksignale auf der Unterseite und PIV-Daten (Abschnitt 4.5.4) aufgezeichnet. Bei beiden Messkampagnen wurde die Transition nur auf der Unterseite des Modells fixiert. Vorangegangene Versuche dieses Projektes hatten gezeigt, dass die PIV-Messungen an der Vorderkante durch die Streuung des Laserlichts an den Transitiondots (TD) erheblich gestört werden [137].

Bei der dritten Messkampagne (MK3) wurde Konfiguration 2 (Abschnitt 4.3.2) gewählt. Der Ablauf und die Messmittel entsprachen der ersten Messkampagne. Der Schwerpunkt lag hier jedoch auf höheren Anregungsfrequenzen und zusätzlich auf geringeren Anstellwinkeln. Zunächst wurden Vergleichsmessungen mit dem blanken Modell durchgeführt. Anschließend wurde die Transition auch auf der Oberseite fixiert. Bei den iPSP-Messungen wurde auf der Oberseite keine Fixierung verwendet. Der Schwerpunkt lag auf höheren Anregungsfrequenzen und höheren Machzahlen mit stärkeren transsonischen Effekten sowie dem Verhalten bei niedrigeren Anstellwinkeln.

Die Höhen der Transitionsfixierung wurden in Abhängigkeit der jeweiligen lokalen Reynoldszahl definiert, abgeschätzt an Hand der Lauflänge am Profil sowie der Anströmgeschwindigkeit und Viskosität. Hierzu wurde ein Programm von Holger Mai [98] verwendet, welches auf dem Verfahren von Braslow und Knox [138] basiert. Die Positionen wurde an Hand der CFD-Simulationen (Abschnitt 3.3) ausgewählt. Es wurde auf positive Druckgradienten geachtet, um eine Relaminarisierung zu verhindern.

Während der Versuche wurden Variationen des Anstellwinkels ( $\alpha$ ), der Anströmmachzahl ( $Ma_\infty$  bzw.  $Ma$ ) und der Reynoldszahl ( $Re_\infty$  bzw.  $Re$ ) durchgeführt (Tab. 6.2). Des Weiteren wurden zwangserregte Nickschwingungen - überwiegend Sinusformen - bei unterschiedlichen mittleren Anstellwinkeln ( $\alpha_0$ ), Machzahlen, Amplituden ( $\Delta\alpha$ ,  $d\alpha$ ) und Frequenzen ( $f_{ex}$ ) aufgeprägt.

Falls nicht anders angegeben, werden Positionen und Messdaten auf das Modellkoordinatensystem bezogen, dessen Ursprung am Beginn des Peniches auf der Rotationsachse liegt. Die x-Achse ist in Tiefen-, die y-Achse in Spannweitenrichtung ausgerichtet.



Kampagne	Teil	Beschichtung	TD	Sensorik
1	I	ohne	Unterseite	piezoel. Waage, Drucksensoren, ACC, Deformation
	II	Oberseite iPSP	Unterseite	piezoel. Waage, Drucksensoren, ACC, iPSP
2		schwarz glänzend	Unterseite	piezoel. Waage, Drucksensoren Unterseite, PIV
3	I	Oberseite iPSP	Unterseite	piezoel. Waage, Drucksensoren, ACC, iPSP, IR
	II	ohne	Ober- und Unterseite	piezoel. Waage, Drucksensoren, ACC, Deformation

Tabelle 6.1: Ablauf der Messungen und hauptsächlich verwendete Sensorik für die Auswertung

Ma	0.3 - 0.7
Re	0.9 - 2.8 Mio.
$\alpha$	0°- 20°
$\Delta\alpha$	0 - 1.5°
$f_{ex}$	0 - 36/40 Hz
$\hat{=} \omega_{max}^*$ $= \frac{2\pi f_{ex} \cdot c}{U_{\infty}}$	0.69/0.75 (Ma = 0.3) 0.42/0.46 (Ma = 0.5) 0.30 (Ma = 0.7)
TD unten, 12.5% x/c	innen bis Kink Höhe 0.1016 mm Kink bis Tip Höhe 0.0889 mm
TD oben, 1.5% x/c	0.07877 mm

Tabelle 6.2: Umfang der Parametervariationen

## 7 Experimentelle Ergebnisse und Diskussion

Im folgenden Kapitel werden exemplarische Ergebnisse der drei Messkampagnen gemeinsam dargestellt. Es wird diskutiert, wie sich bei wirbeldominierten Strömungen die Variation von Parametern der Anströmung und Modellbewegung auf die stationären und instationären Drücke und integrierten Beiwerte sowie das Strömungsfeld auswirkt.

Es besteht eine große Abhängigkeit des instationären Verhaltens vom zu Grunde liegenden stationären. Daher werden zunächst Messungen bei konstantem Anstellwinkel betrachtet.

Für den wirbeldominierten Bereich sind besonders Anstellwinkel  $> 10^\circ$  relevant. Der Schwerpunkt der dargestellten Ergebnisse liegt auf dem subsonisch dominierten Geschwindigkeitsbereich. Bei niedrigeren Machzahlen erstrecken sich die Veränderungen über einen größeren Anstellwinkelbereich und sind daher besser nachzuvollziehen.

Unterschiede durch Sekundäreffekte werden in einem gesonderten Abschnitt diskutiert. Sie sind u.a. für die kombinierte Betrachtung unterschiedlicher Messungen von Bedeutung und wurden z.B. durch die jeweilige Beschichtung des Modells hervorgerufen. An relevanten Stellen wird darauf hingewiesen, bei welcher Messkampagne und mit welcher Konfiguration die Daten erzeugt wurden. Sofern nicht anders angegeben, lag die Reynoldszahl bei  $Re = 1.8 \text{ Mio.}$

### 7.1 Ergebnisse bei konstantem Anstellwinkel

Die Ergebnisse bei konstantem Anstellwinkel umfassen sowohl die Untersuchungen des Strömungsfeldes als auch der Druckverteilungen und der globalen und integrierten Beiwerte. Es wird auf die Abhängigkeit von Parametern wie Mach- und Reynoldszahl eingegangen. Außerdem werden der Einfluss von zusätzlich auftretenden Verdichtungsstößen und instationäre Strömungseffekte, die z.B. durch Wirbelaufplatzen entstehen, betrachtet.

#### 7.1.1 Veränderung mit dem Anstellwinkel

Anhand der vorliegenden Daten lassen sich für den wirbeldominierten Anstellwinkelbereich drei Stadien mit unterschiedlichem Verhalten definieren.

##### Topologie und Verhalten der Wirbelströmung

Die Änderung der Wirbeltopologie mit Erhöhung des Anstellwinkels wird nun anhand einzelner, exemplarischer Messungen bei einer Anströmmachzahl von  $Ma = 0.5$  dargestellt.

**Stadium I:** Oberhalb von ca.  $10^\circ$  (Abb. 7.1 und D.1,  $\alpha = 13^\circ$ ) entstehen an der Vorderkante hohe Strömungsgeschwindigkeiten und dadurch eine starke Saugspitze. Im Hinterkantenbereich (Laserebene E2) des Flügels rollt sich die Strömung nahe der Oberfläche auf. Dieses Gebiet erweitert sich mit zunehmendem Anstellwinkel Richtung Vorderkante. Zunächst liegt die wirbelbehaftete Strömung nahe an der Oberfläche an und weist eine flache, elliptische Form auf. Hierdurch herrscht zunächst eine starke Interaktion mit der Grenzschicht. Die Wirbelströmung induziert dort, unterhalb des Wirbelkerns, über einem größer werdenden Gebiet, eine immer höher werdende Strömungsgeschwindigkeit ( $u_{ges}/U_\infty = 0.6$  bei  $\alpha = 10^\circ$  auf  $1.2$  bei  $\alpha = 14.5^\circ$ ). Der Anteil in Strömungsrichtung ist im Bereich des Wirbelkerns und unterhalb davon relativ gering ( $u/U_\infty$  max.  $0.4$ ).

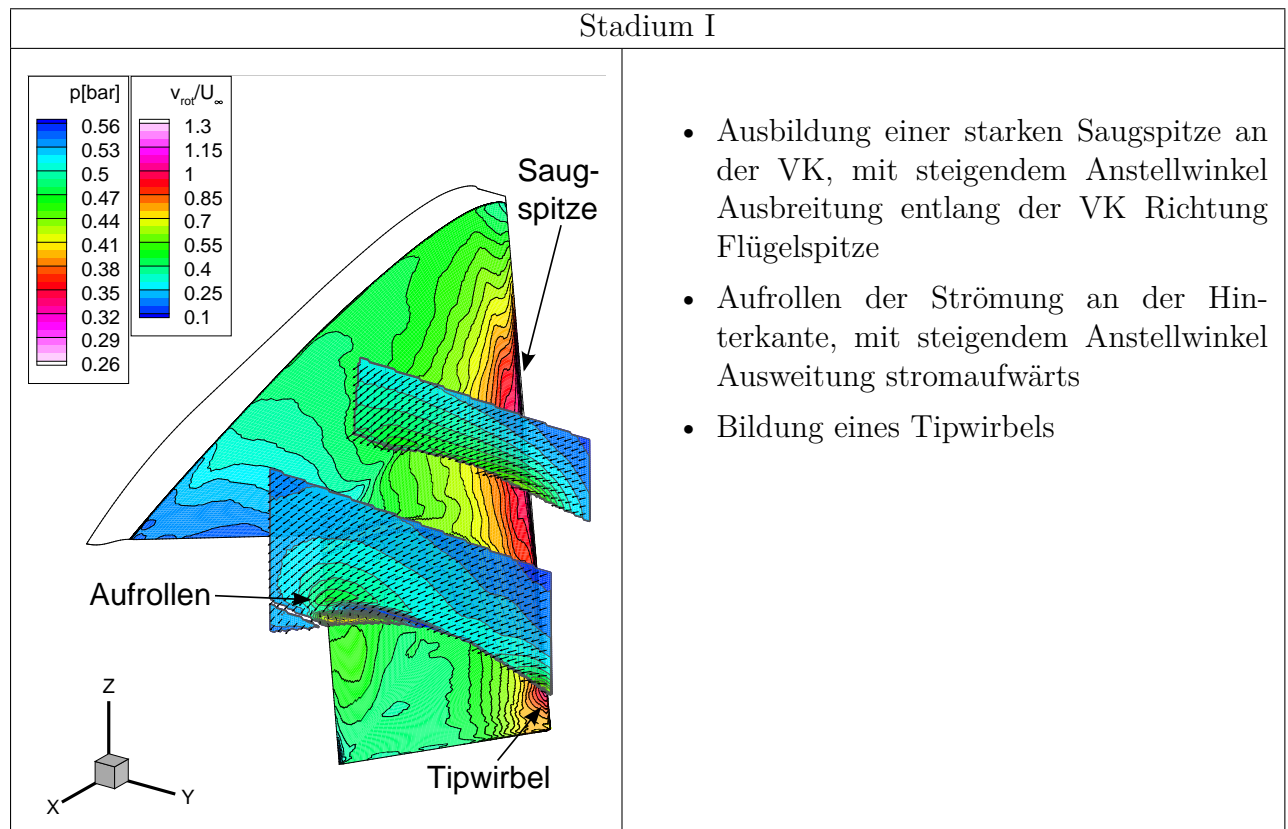


Abbildung 7.1: PIV + iPSP-Daten,  $\alpha = 13^\circ$ ,  $\text{Ma} = 0.5$ ,  $\text{Re} = 1.8 \text{ Mio.}$ , Laserebene E1 stromauf, MK 1 und 2

Im Fall der SACCON Geometrie wurde diese Strömungstopologie als Dickenwirbel bezeichnet. Die Bildung wird durch die Form des gepfeilten Flügels, im Vergleich zu Deltaflüglern, unterstützt. Auf Grund der höheren Pfeilung der Hinterkante und der destabilisierenden Querströmungen liegt eine höhere Ablöseneigung vor. Durch den fehlenden Apex-Wirbel ist dieses Phänomen beim IWEX Modell deutlich prägnanter und kann besser untersucht werden. Numerisch wurde das Aufrollen bei einem gepfeilten Flügel mit runder Vorderkante auch bei Reynoldszahlen von 50 Mio. gefunden [48] und ist somit nicht nur ein Effekt geringerer Reynoldszahlen. Mit zunehmendem Anstellwinkel bildet sich an der dreieckigen Flügelspitze ein Tipwirbel aus.

**Stadium II:** Zwischen  $15^\circ$  und  $16^\circ$  löst die Strömung schließlich an der Vorderkante ab (Abb. 7.2 und D.1,  $\alpha = 15^\circ$  und  $\alpha = 16^\circ$ ). Zuvor steigt die Wirbelstärke dort stark an. Die Saugspitze bricht zusammen. Der Dickenwirbel geht in einen Vorderkanten-Wirbel über. Im Folgenden wird dies als Ablösen des Wirbels bezeichnet. Jenes Entfernen der wirbelbehafteten Strömung von der Oberfläche vollzieht sich innerhalb eines relativ kleinen Anstellwinkelbereichs, der von der Anströmmachzahl abhängt.

Der Wirbel bzw. dessen Ablösebereich wandert mit steigendem Anstellwinkel entlang der Vorderkante in Richtung Flügelmitte, entfernt sich weiter von der Oberfläche und geht von der flachen in eine rundere Form über. Die induzierten Geschwindigkeiten über der Oberfläche nehmen während des Ablösens ab. Bei höherem Anstellwinkel nehmen sie dann unterhalb des Wirbelkerns, bei geringer werdender Interaktion mit der Grenzschicht, zunächst wieder zu. Die höchsten Wirbelstärken liegen oberhalb des Wirbels im Bereich der sich aufrollenden Scherschicht vor.

Bei E2 (stromab liegende Laserebene) weist der Wirbel einen langgezogenen, etwas zerfaserten Charakter auf (Abb. D.3). Wie in Abschnitt 2.1.4 erwähnt, sorgt die Kombination aus runder

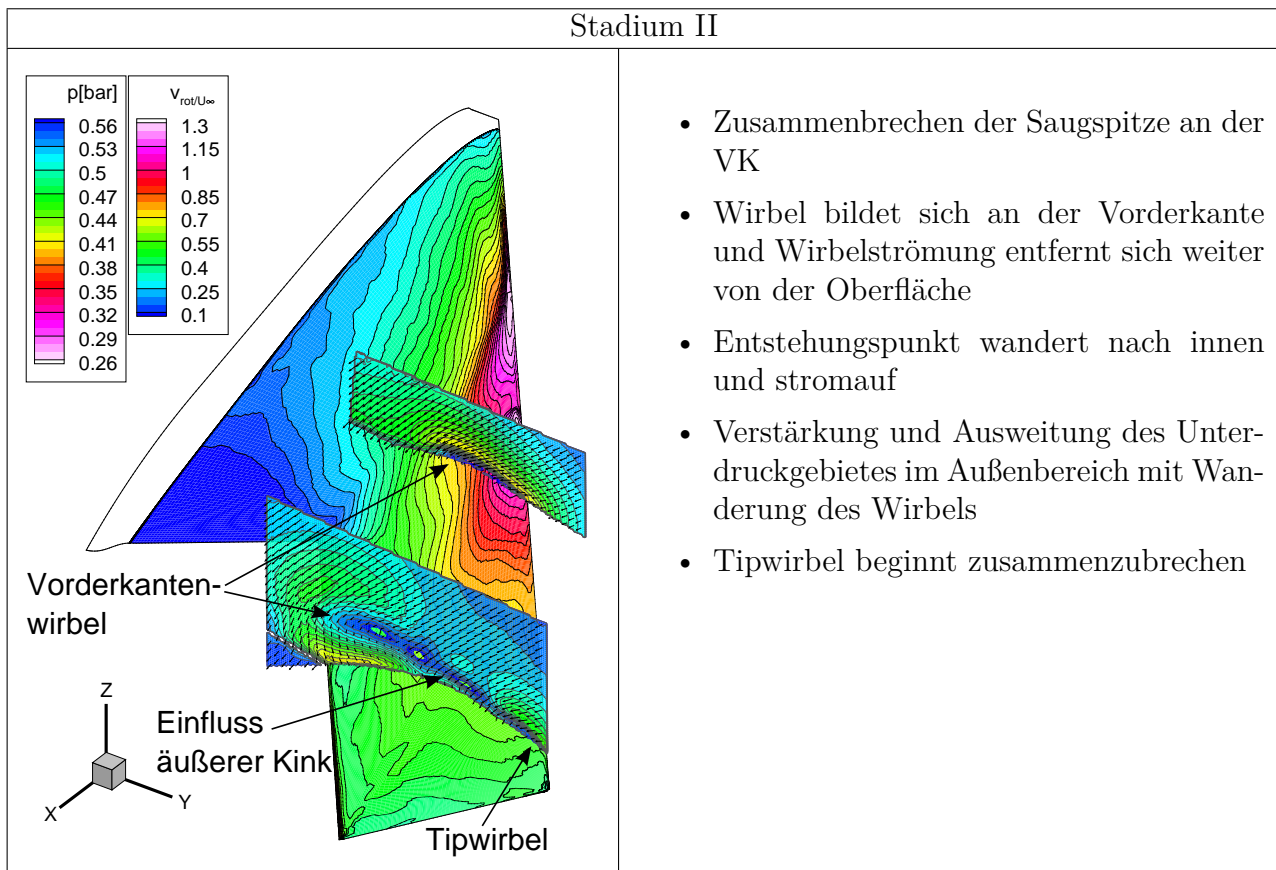


Abbildung 7.2: PIV + iPSP-Daten,  $\alpha = 16^\circ$ ,  $Ma = 0.5$ ,  $Re = 1.8 \text{ Mio.}$ , MK 1 und 2

Vorderkante und geringer Pfeilung für ein sensibleres Verhalten und einen nicht so klar abgegrenzten Charakter des Wirbels. Jedoch täuscht auch die Darstellung: 1. Am äußeren Kink liegt eine unstetige Konturänderung vor. Sie erzeugt bei der einwärts gerichteten Strömung einen zusätzlichen Drall und wirkt bei zweidimensionaler Betrachtung wie eine Teilung des Wirbels zwischen dem Kink und dem eigentlichen Wirbelkern weiter innen. 2. Die Strömung ist hier bereits sehr instationär. Die instantanen Aufnahmen weisen auf deutliche lokale Schwankungen hin. Bei den gemittelten Aufnahmen wirkt dies wie ein sehr großer Wirbel und wie wenn die axialen Geschwindigkeiten im Wirbelkern beim hinteren Schnitt E2 mit  $u/U_\infty \approx 0.2$  bis  $0.4$  immer noch höher wären als bei E1. Dort weist der deutlich kompaktere Wirbel schon Werte von ca.  $-0.1$  bis  $0.3$  auf. Bei den instantanen Aufnahmen liegen auch bei E2 Bereiche mit Rückströmungen vor. Allgemein treten, vor und nach dem Bilden des Vorderkantenwirbels, im Wirbelkern keine hohen axialen Geschwindigkeiten auf. Ein typischer Übergang des Wirbelkerns von einem Jet-ähnlichen Verlauf, der abrupt aufplatzt und sich stark erweitert, wurde nicht gefunden. Auf instantane Daten und Schwankungsanteile wird in Abschnitt 7.1.5 genauer eingegangen. Bei den Messungen mit iPSP-Beschichtung ist bei vereinzelten Anstellwinkeln ein leichtes Aufteilen des Vorderkantenwirbels an den Druckschnitten zu bemerken (Abschnitt 7.3.1).

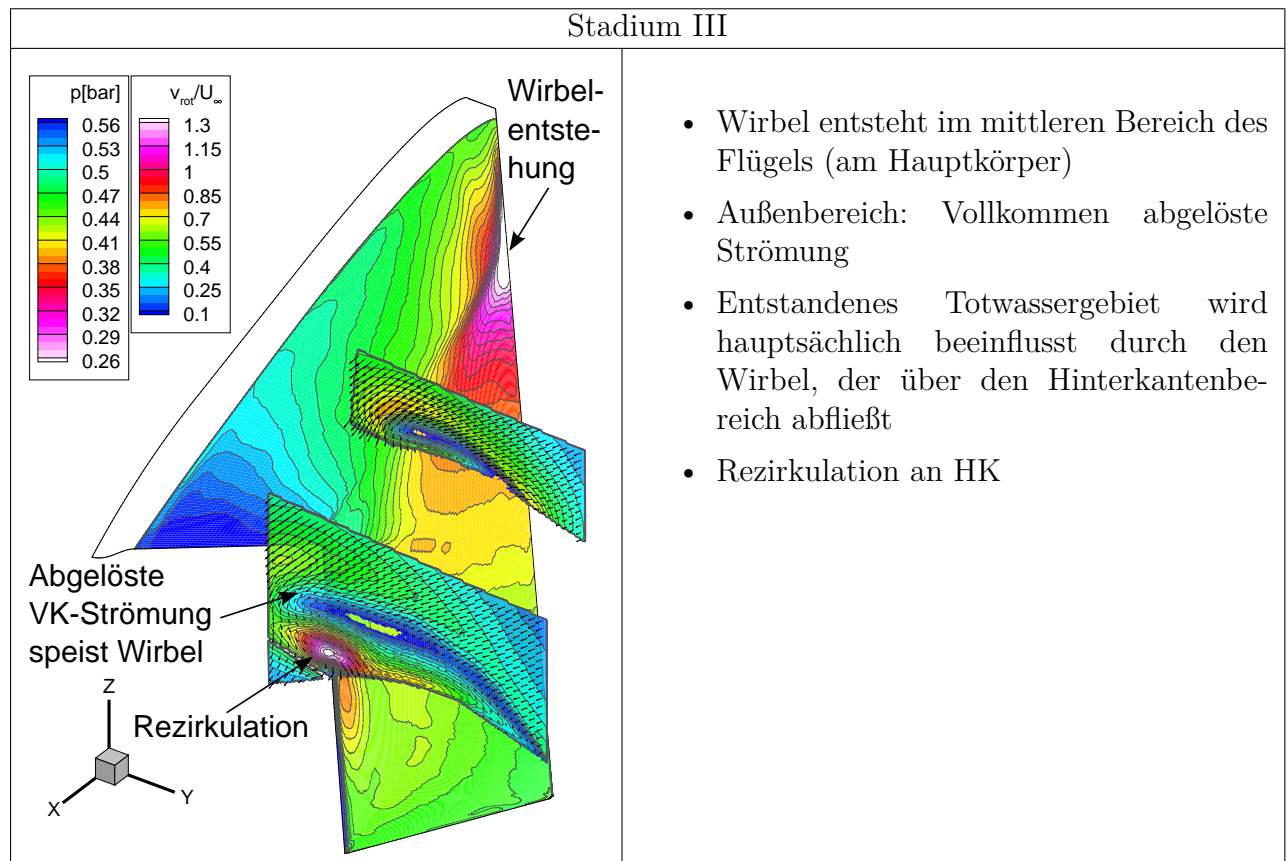


Abbildung 7.3: PIV + iPSP-Daten,  $\alpha = 19^\circ$ ,  $Ma = 0.5$ ,  $Re = 1.8 \text{ Mio.}$ , MK 1 und 2

**Stadium III:** Mit weiterer Erhöhung des Anstellwinkels wandert der Wirbel weiter stromaufwärts und Richtung Flügelmitte (Abb. 7.3 und D.1,  $\alpha = 19^\circ$ ). Stromabwärts weitet er sich auf und wird dabei schwächer. Aus den PIV- und den Druckmessungen ist zu erkennen, dass der Tipwirbel im Bereich des äußeren Dreiecks des Flügels verbleibt. Der Tipwirbel bricht oberhalb von ca.  $18^\circ$  vollständig zusammen und im Außenbereich des Flügels entsteht direkt stromabwärts ein Totwassergebiet. Die Strömung löst an der Vorderkante ab und speist nur noch den Hauptwirbel.

An der vorderen Laserebene treten im Bereich des Wirbelkerns verstärkt Rückströmgebiete und erhöhte Fluktuationen auf (Abb. D.2).

Im Hinterkantenbereich des äußeren Teils des Flügels entsteht außerdem ab Stadium II ein kompaktes Rezirkulationsgebiet mit hoher Geschwindigkeit, hohem Swirl-Kriterium (Abb. D.3) und hoher Wirbelstärke. Die Drehrichtung ist entgegengesetzt zu der des Wirbels. Mit Erhöhung des Anstellwinkels vergrößert sich dieser Hinterkantenwirbel, entfernt sich weiter von der Oberfläche und verschiebt sich - im 2D Schnitt - leicht in Richtung Flügelmitte bzw. stromab. Die Geschwindigkeitskomponente in Anströmrichtung verändert sich dabei nur geringfügig. Dieses Gebiet beeinflusst auch den Hauptwirbel. Zum einen wird dadurch dessen Verlauf verändert, zum anderen wird die Strömungsgeschwindigkeit erhöht. Dieses Phänomen wurde auch schon beim Boeing 1303 Modell und dem gedrehten Flügel erwähnt (Abschnitt 2.1.4). Es scheint somit typisch für stärker gepfeilte Flügel zu sein.



### Auswirkungen auf Druckverteilungen und Kräfte

Die Auswirkungen dieses Verhaltens auf die flächigen Druckverteilungen und die Kräfte werden aus Abb. 7.4 ersichtlich. Für die Druckbeiwerte an den Schnitten (Sections 1 - 4, Positionen Abschnitt 4.5.1) werden sie in Abb. 7.5 und D.4 dargestellt. Bei den Messungen mit iPSP-Beschichtung liegt der Anstellwinkel, bei dem die Saugspitze zusammenbricht und der Wirbel sich von der Oberfläche entfernt, geringfügig höher (Abschnitt 7.3.1).

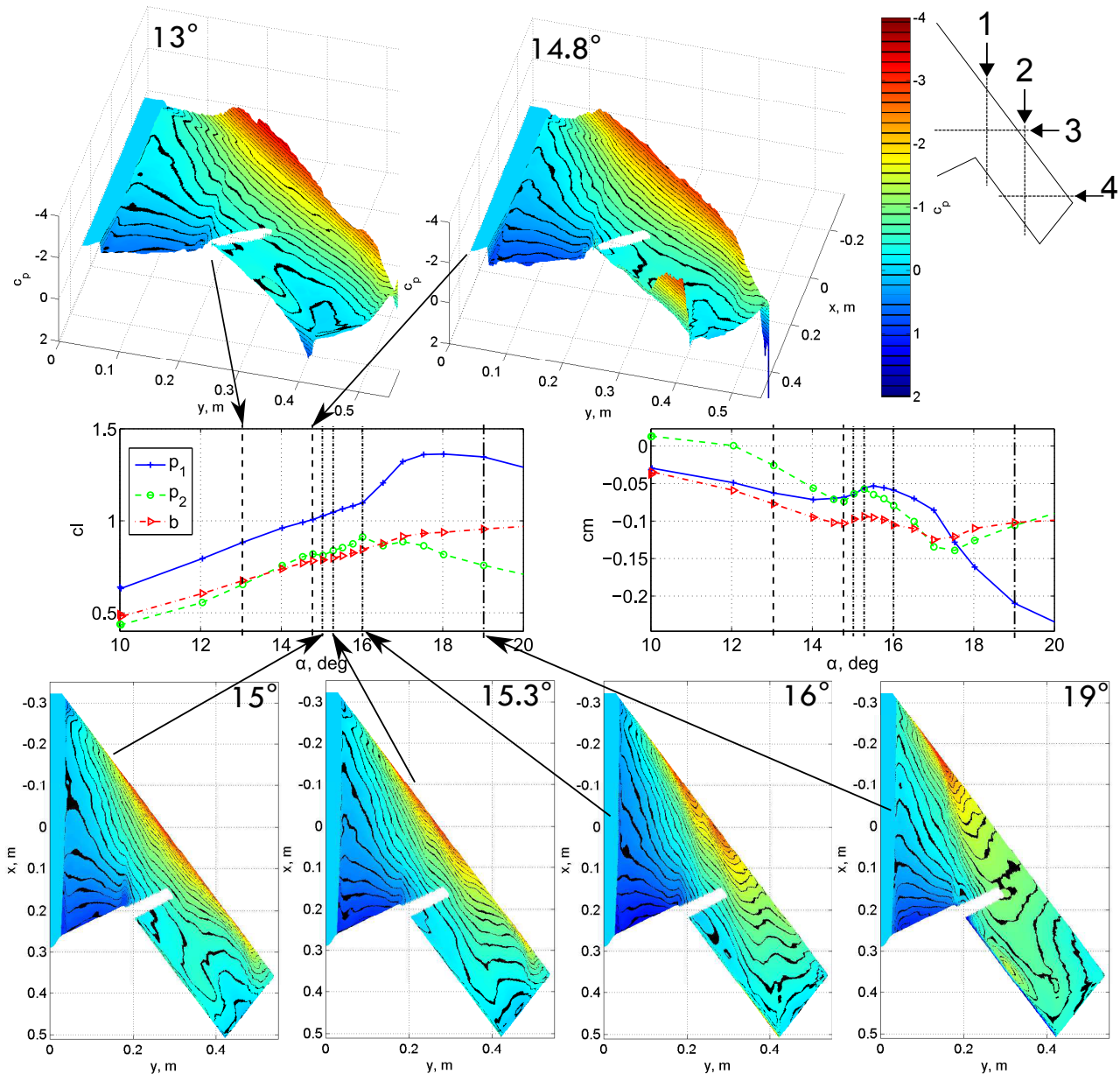


Abbildung 7.4: Druckbeiwerte (ungültige Bereiche maskiert), lokale (Section 1:  $p_1$  und 2:  $p_2$ ) und globale (piezoel. Waage  $b$ ) Auftriebs und Momentenbeiwerte,  $Ma = 0.5$ , MK 3

**Stadium I:** Mit der beginnenden Wirbelbildung, oberhalb von ca.  $10^\circ$ , werden die Auftriebsgradienten größer und die Nickmomente kopflastiger. Zwar bildet sich an der Vorderkante eine deutliche Saugspitze aus, jedoch wird der Hinterkantenbereich von einem größeren Unterdruckgebiet unterhalb der sich aufrollenden Strömung beeinflusst. Mit zunehmendem Anstellwinkel dehnt sich dieses Gebiet Richtung Vorderkante aus und ruft dadurch ein kopflastigeres Nickmoment hervor. Bei geringeren Anstellwinkeln liegt im hinteren Teil des äußeren Bereichs des Flügels sogar ein negativer Auftrieb und ein positiver Druckbeiwert auf der Oberseite vor. Auf

Grund der Twistverteilung entsteht die Saugspitze zunächst weiter innen am Flügel, breitet sich mit steigendem Anstellwinkel jedoch Richtung Flügelspitze aus.

**Stadium II:** Oberhalb von ca.  $15^\circ$  bricht die Saugspitze ein und der jeweilige lokale Auftriebsanstieg wird geringer. Das große Soggebiet der aufrollenden Strömung im stromabwärts liegenden Bereich wird schwächer. Das Nickmoment wird positiver. In diesem Anstellwinkelbereich steigen außerdem die Fluktuationen der Drücke und Beiwerte stark an. Mit der Vergrößerung des Wirbels bzw. des Unterdruckgebiets unterhalb des Kerns steigt der Auftrieb wieder an. Wie anhand der Druckschnitte 3 und 4 zu sehen ist, bildet sich die typische Druckverteilung, unterhalb von Wirbeln, aus (vergl. Kapitel 2). Dies beginnt zunächst an der Vorderkante. Mit dem Wandern des Wirbels verschiebt sich auch das Druckminimum unterhalb des Wirbels. In den Druckschnitten normal zur Strömungsrichtung verlagert es sich Richtung Flügelmitte, in den parallelen Schnitten Richtung Hinterkante. Das lokale Moment wird wieder kopplastiger.

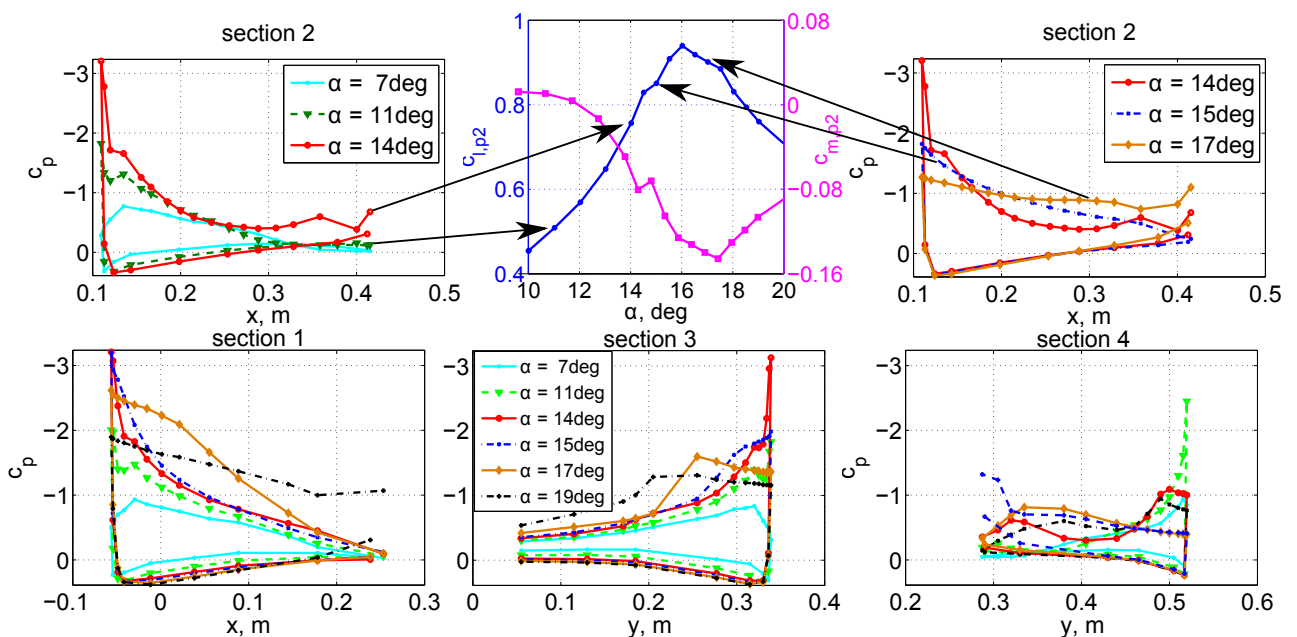


Abbildung 7.5:  $c_l$  und  $c_m$  vs.  $\alpha$  von Section 2; Druckverteilung  $c_p$ : Section 1 und 2 ( $\parallel$  zur Anströmung), 3 und 4 ( $\perp$ ),  $Ma = 0.5$ , unbeschichtet MK 3

**Stadium III:** Mit zunehmendem Anstellwinkel und Wanderung des Wirbels Richtung Flügelmitte und weiter von der Oberfläche weg, nehmen im äußeren Bereich des Flügels die Übergeschwindigkeiten durch die Wirbelströmung deutlich ab. Der Unterdruck wird schwächer und der maximale Auftrieb des Schnittes ist erreicht. Dort beeinflusst der abfließende Wirbel fast die gesamte Flügeloberseite großflächig mit einem nahezu konstanten Druck. Auf der Unterseite verändern sich die Druckbeiwerte nur geringfügig. Nur im äußeren Bereich liegen durch die Rezirkulation an der Hinterkante signifikantere Veränderungen vor. Dort herrscht bei manchen Anstellwinkeln sogar ein geringer Unterdruck. Die iPSP-Messungen auf der Oberseite zeigen, dass sich das Druckminimum unter dem Rezirkulationsgebiet mit Erhöhung des Anstellwinkels Richtung Flügelmitte verschiebt. Daher nimmt im äußeren Druckschnitt der zusätzliche Auftrieb im Hinterkantenbereich wieder etwas ab.

Eine sehr langsame Anstellwinkelschwingung verdeutlicht die starke Veränderung der Kräfte und Drücke in Stadium II (Abb. 7.6). Der Zusammenbruch der Saugspitze ( $\alpha \approx 14.8^\circ - 15.1^\circ$ ), direkt an der Vorderkante, bewirkt einen s-förmigen Anstieg des Drucks und eine Verringerung des Auftriebsanstiegs (siehe Markierung). Stromab der Vorderkante bildet sich jedoch zunächst,

unterhalb des Wirbels, ein deutlich breiteres Unterdruckgebiet. Dies kompensiert den Auftriebsverlust und ruft den Anstieg des Nickmoments hervor.

Als Kombination von mehreren solcher Messungen zeigen Abbildungen 7.7 bzw. 7.8 den Verlauf der Kräfte/Momente und der Druckverteilungen auf der Oberseite über einem großen Anstellwinkelbereich. Mit der Wanderung des Wirbels verschiebt sich das Druckminimum Richtung Flügelmitte (in Section 3 und 4) bzw. stromab (Section 1 und 2). Vor dem Ansteigen des Druckes zeigt sich jedoch, vor allem bei den Drucksensoren knapp stromab der Vorderkante, ein deutlicher, nichtlinearer Druckabfall oberhalb eines Bereichs, in dem der Druck mit zunehmendem Anstellwinkel nahezu linear abnimmt. Section 2 (außen) weist ein abrupteres Verhalten als Section 1 (innen) auf. Bei Section 4 ist die Verschiebung des Verhaltens des Tipwirbels zu geringeren Anstellwinkeln im Vergleich zum Hauptwirbel zu erkennen. Trotz einer sehr geringen reduzierten Frequenz treten leichte Hystereseeffekte auf.

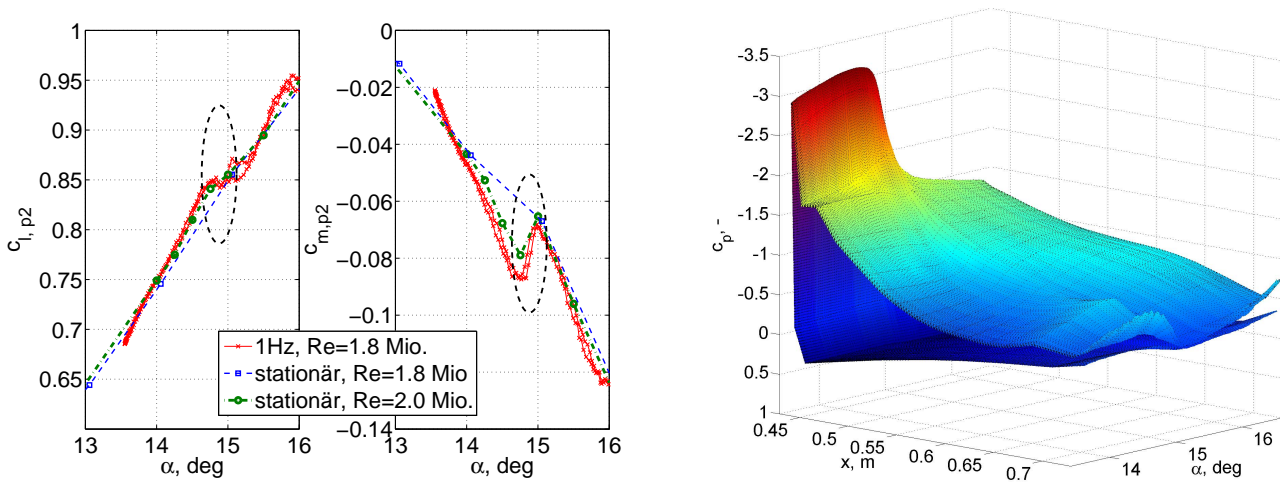


Abbildung 7.6: Sehr langsame Variation des Anstellwinkels,  $c_l$ ,  $c_m$  und  $c_p$  über  $\alpha$ , Section 2,  $\alpha = 15^\circ \pm 1.5^\circ$ ,  $f_{ex} = 1\text{ Hz}$  ( $\omega^* = 0.01$ ),  $\text{Ma} = 0.5$ ,  $\text{Re} = 1.8\text{ Mio.}$ , MK 1 [139]

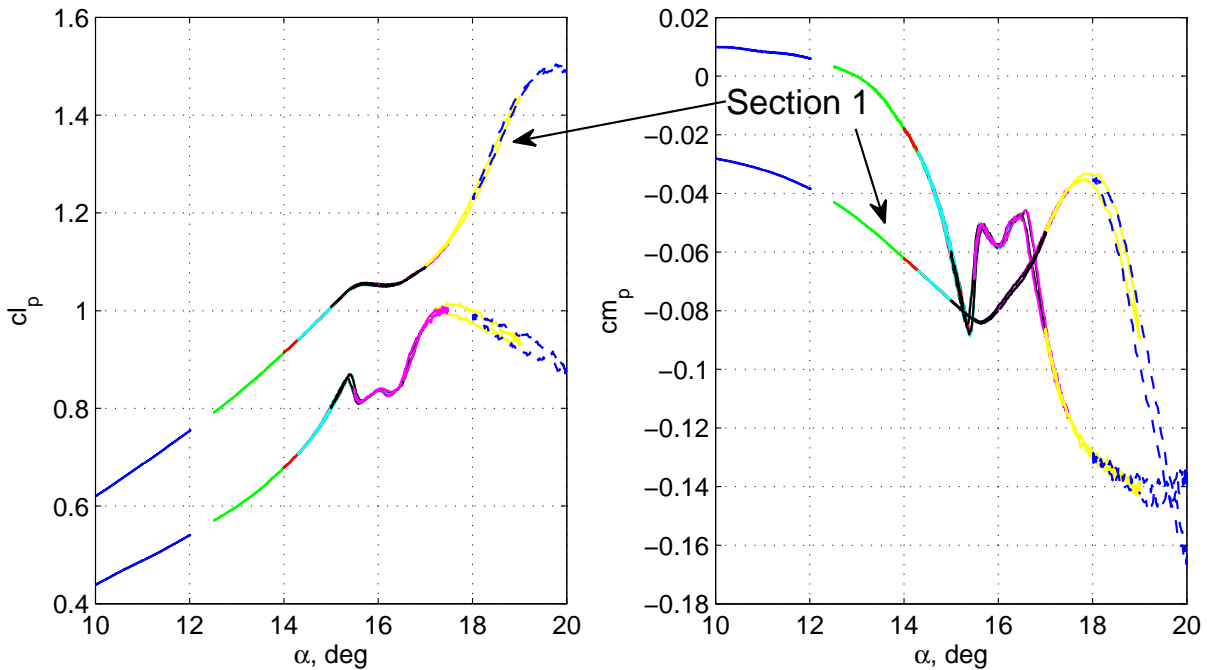


Abbildung 7.7: Kraft- und Momentenbeiwerte, Section 1 und 2, Anstellwinkelschwingungen,  $\alpha = \alpha_0 \pm 1^\circ$ ,  $f_{ex} = 1\text{ Hz}$ ,  $\text{Ma} = 0.3$ , MK 3



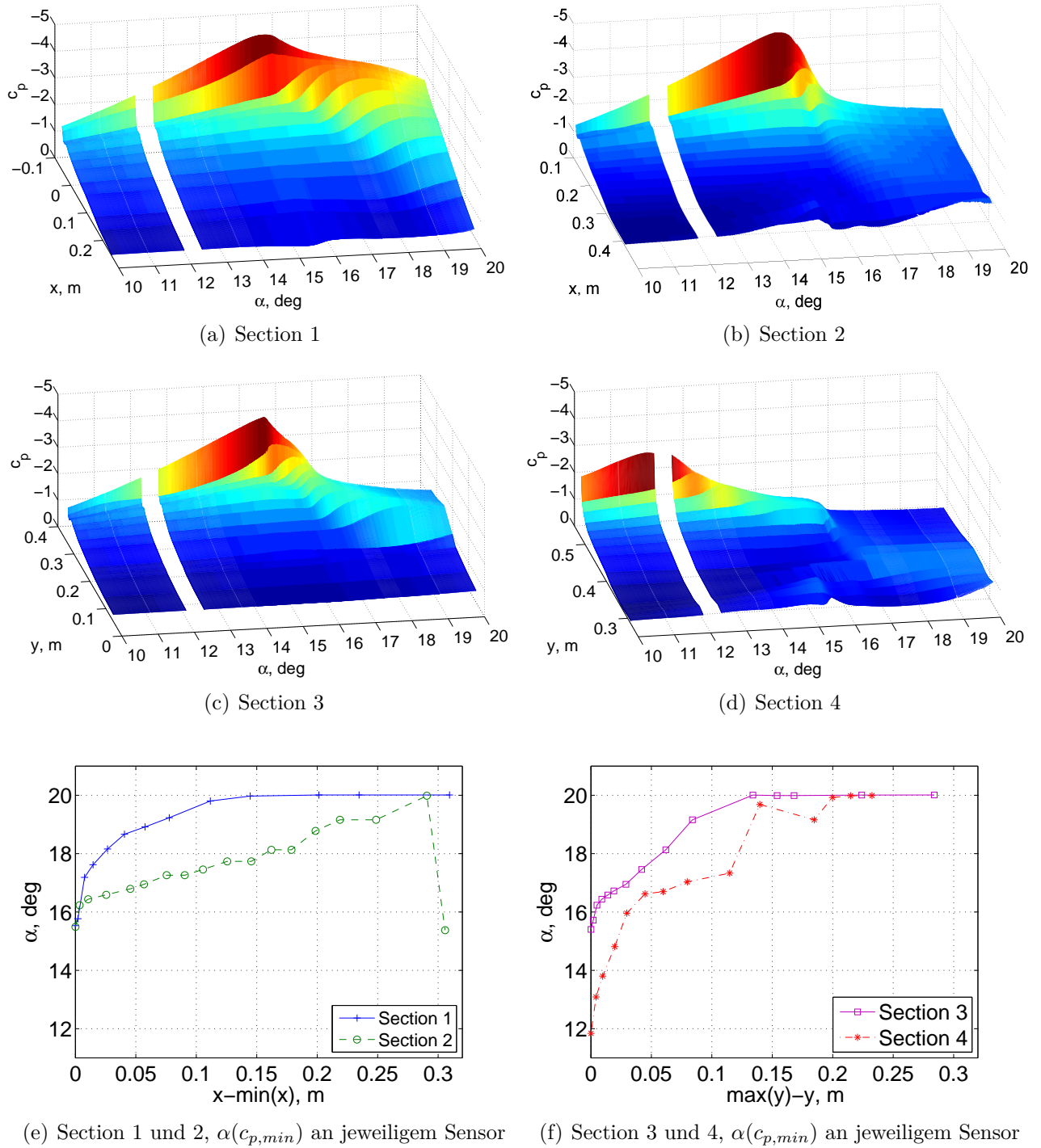


Abbildung 7.8: (a)-(d) Druckbeiwerte Oberseite über  $\alpha$ , jeweils Upstroke für  $\alpha_0 \pm 1^\circ$ , (e)-(f) Anstellwinkel bei dem minimaler  $c_p$  Wert an jeweiligem Sensor auftritt;  $f_{ex} = 1$  Hz, 256 Punkte pro Periode, vergl. Abb. 7.7,  $Ma = 0.3$ , MK 3

### 7.1.2 Einfluss der Machzahl

Mit steigender Anströmmachzahl verschieben sich die zuvor beschriebenen Effekte zu geringeren Anstellwinkeln (Abb. 7.9, D.5 und D.6) und vollziehen sich über einem kleineren Anstellwinkelbereich. Hierdurch erhöhen sich sowohl die stationären Derivativa selbst als auch deren Variation über dem Anstellwinkel. Der Anstieg des Auftriebsgradienten ist jedoch geringer als der Prandtl-Glauert Faktor (Gl. 2.4). Mit steigender  $Ma_\infty$  bildet sich der Vorderkantenwirbel bei niedrigeren Anstellwinkeln und wandert Richtung Flügelmitte. Die Kompressibilitätseffekte

haben also einen negativen Einfluss auf den zusätzlichen Wirbelauftrieb.

Eine Auswertung äquivalenter Messungen in der MK 1 zeigte, dass sowohl der maximale Auftrieb und das minimale Moment als auch die jeweiligen Winkel sich nahezu linear mit der Anströmmachzahl verändern [122]. Auch für Profile ist ein Absinken des  $C_{L,Max}$  und ein Anstieg des  $C_{M,Min}$  im kompressiblen Machzahlbereich ein typisches Verhalten. Am äußeren Schnitt weicht dies ab ca.  $Ma_\infty = 0.55$  ab, was auf erste transsonische Effekte zurückzuführen ist.

Zwar liegt ein Überschreiten von  $c_{p,krit}$  auch schon bei niedrigeren Machzahlen vor, jedoch ist erst ab  $Ma_\infty = 0.55$  eine etwas breitere Saugspitze zu erkennen. Dies weist auf Grund des Verlaufs auf ein vergrößertes Überschallgebiet hin. Ab  $Ma_\infty = 0.6$  sind erste signifikante transsonische Effekte mit stärkeren Stößen zu beobachten (Abschnitt 7.1.3).

Trägt man den Auftrieb über dem Moment auf, gibt dies einen Hinweis auf die Veränderung der Lasten bei einer Störung der Anströmbedingungen (Abb. D.7). In Stadium II liegt ein deutlicher Wechsel des Kurvenverlaufs vor. Eine Erhöhung des Anstellwinkels bewirkt zwar nur eine geringfügige Erhöhung oder sogar ein leichtes Absinken des Auftriebs, jedoch wird das lokale Nickmoment deutlich positiver. Die starken Wechsel zwischen Auftrieb und Moment vollziehen sich mit Erhöhung der Machzahl abrupt.

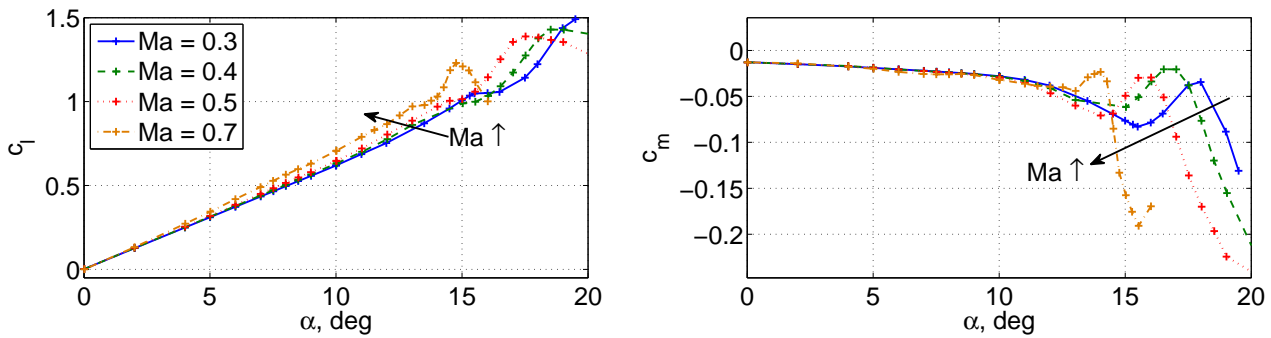


Abbildung 7.9: Variation der Anströmmachzahl, Beiwerte Section 1,  $Re = 1.8$  Mio., MK 3

### 7.1.3 Transsonische Strömung

Signifikante transsonische Einflüsse sind erst ab  $Ma_\infty = 0.6$  bis  $0.65$  zu bemerken. Der kritische Druckbeiwert (Gl. (C.3)) wird jedoch schon bei  $Ma_\infty = 0.5$  ( $c_{p,krit} = -2.5$ ,  $Ma_\infty = 0.7$ :  $c_{p,krit} = -1.2$ ) unterschritten. Abbildung 7.10 zeigt zwei typische Druckverteilungen (siehe auch [140]). Bei beiden Anstellwinkeln ist die Saugspitze und stromab ein deutlicher Stoß zu erkennen. Er verläuft im Außenbereich des Flügels weitestgehend parallel zur Vorderkante. Weiter innen, im Bereich des Druckanstiegs, dreht sich der Verlauf der Isobaren zu geringeren Pfeilungswinkeln. Bei  $\alpha = 13^\circ$  zeigt sich eine Druckverteilung, wie sie beim Beginn der Wirbelbildung typisch ist. Bei  $\alpha = 14^\circ$  hat sich die Charakteristik weiter stromauf und Richtung Flügelmitte verschoben. Dies entspricht einem Verhalten ähnlich Stadium II und III. Am Ansatzpunkt des Wirbels, am Ende des Überschallgebietes, entsteht ein vergrößertes Gebiet niedrigen Drucks. Durch den Wirbel ist der Druckanstieg weniger abrupt. Die CFD Simulationen hatten gezeigt, dass sich die Strömung auch schon weiter stromaufwärts, direkt stromab des Stoßes, aufrollt und zunächst parallel zu diesem verläuft [90]. Im Hinterkantenbereich, weiter außen am Flügel, nahe des Kreuzens von Section 2 und 4, ist bei diesen Darstellungen die Umlenkung des Wirbels bzw. des darunter liegenden Druckminimums besonders gut zu erkennen. Dieses Verhalten wurde bei den subsonischen Fällen schon beschrieben. Die lokalen Druckminima deuten an, dass der Wirbel parallel zur Hinterkante abgelenkt wird und nicht mit gerader Achse Richtung Hinterkante verläuft.

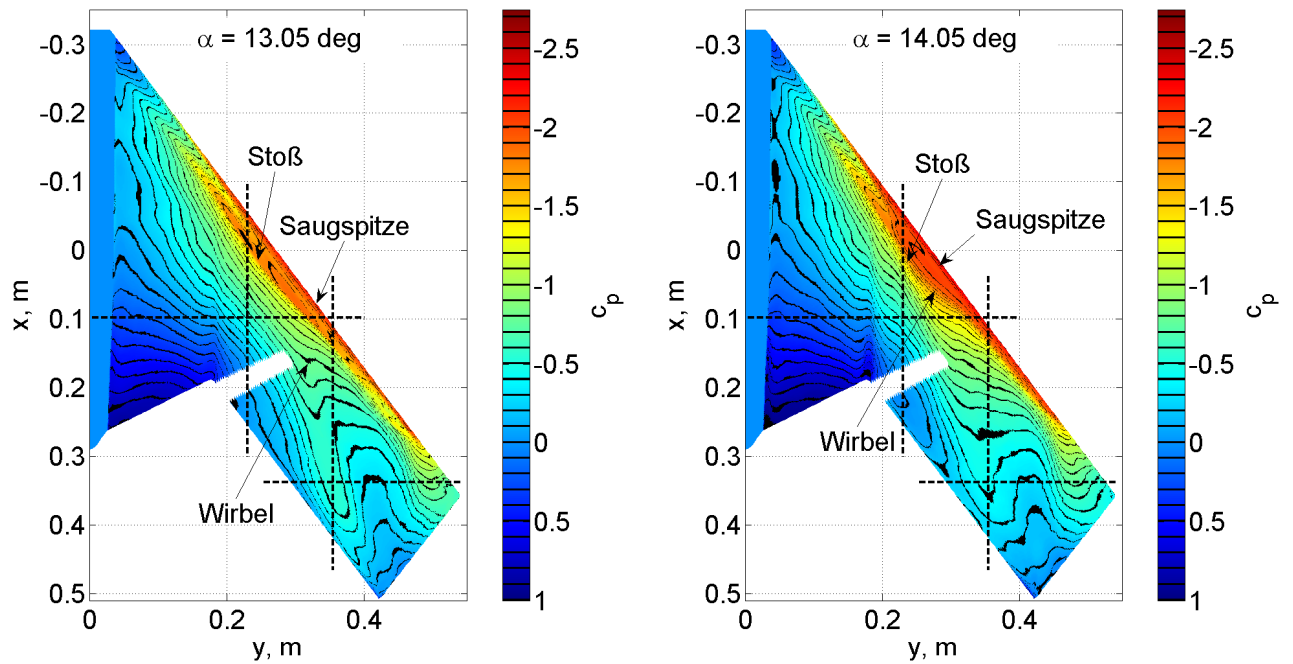


Abbildung 7.10: Druckverteilung iPSP,  $\alpha = 13^\circ$  (links) und  $\alpha = 14^\circ$  (rechts),  $Ma = 0.7$ ,  $Re = 1.8$  Mio., Markierung --: Sections 1 - 4, MK 3

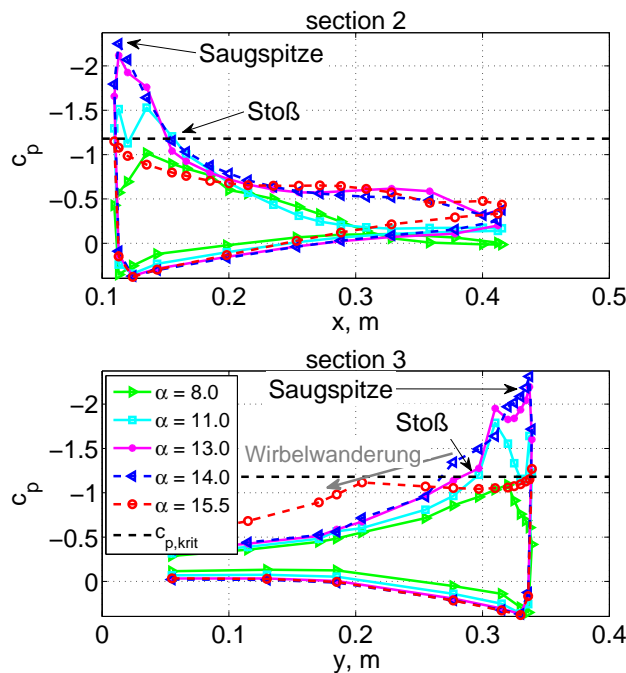


Abbildung 7.11: Druckverteilungen für ausgewählte Anstellwinkel,  $Ma = 0.7$ , Section 2 und 3, Modell mit iPSP, MK 3

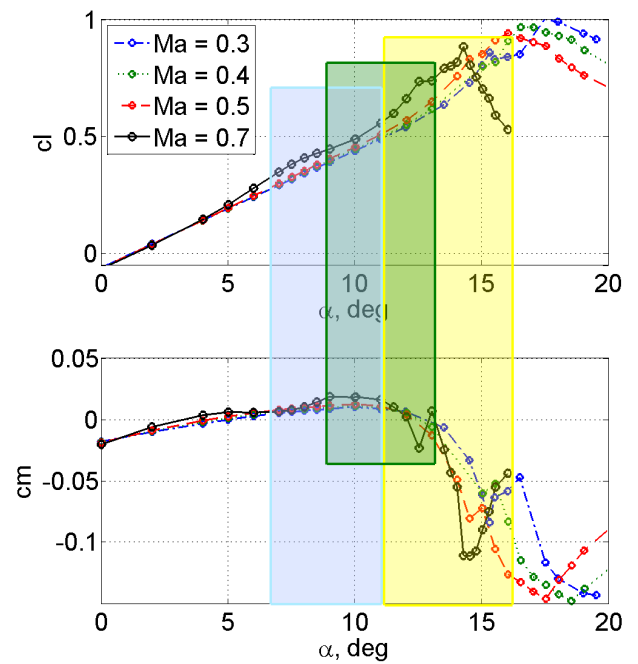


Abbildung 7.12: Auftriebs- und Momentenbeiwerte, Einflussbereiche bei  $Ma = 0.7$ , Section 2, Modell unbeschichtet, MK 3

Das Verhalten der Druckverteilungen ist anhand der Druckschnitte 2 und 3 (Abb. 7.11) dargestellt. Mit zunehmendem Anstellwinkel entwickelt sich ein Überschallgebiet bis ca. 15%  $x/c$  aus (vergl.  $\alpha = 8^\circ$  und  $11^\circ$ ); zunächst jedoch nicht direkt an der Vorderkante, sondern stromab. Bei weiterer Erhöhung bildet sich auch die Saugspitze an der Vorderkante aus. Zunächst liegt ein schwacher Doppelstoß vor. Danach verbinden sich beide Gebiete. Die flächigen Druckverteilungen zeigen im Hinterkantenbereich dasselbe Verhalten wie bei subsonischen Fällen in Stadium I. Dort rollte sich die Strömung auf. Bei noch höheren Anstellwinkeln bildet sich die typische

Druckverteilung unterhalb eines Wirbelkerns aus ( $\geq 13^\circ$ ), vergleichbar mit den subsonischen Stadien II - III. Die Stoßposition verschiebt sich Richtung Vorderkante (z.B.  $\alpha = 14^\circ$  in Section 3), bevor das Überschallgebiet und die schon abgeschwächte Saugspitze zusammenbrechen ( $\alpha = 15.5^\circ$ ).

Insgesamt ist die Saugspitze schwächer ausgeprägt und etwas breiter als bei Unterschallströmung. Durch das Überschallgebiet ist der Zusammenbruch beim Ablösen des Vorderkantenwirbels nicht so abrupt und im Vorderkantenbereich bleibt zunächst ein größeres Gebiet niedrigeren Drucks erhalten. Die typische Druckverteilung unterhalb eines Wirbels ist stromabwärts verschoben und ist als stoßinduzierte Ablösung zu betrachten (Abschnitt 3.3.2 und [90]). Durch das Überschallgebiet liegt die Strömung an der Vorderkante zunächst noch an (siehe Stanbrook-Squire Grenze Abschnitt 2.1.2). Auf Grund des starken adversen Druckgradienten am Stoß entsteht die typische Druckverteilung des Wirbels bei etwas geringeren Anstellwinkeln als dies durch Extrapolation der Messungen bei niedrigeren Machzahlen zu erwarten wäre ( $\Delta \approx -0.5^\circ$ ).

Die transsonischen Effekte haben bei  $Ma_\infty = 0.7$  folgende Auswirkungen auf den Auftriebs- und Momentenverlauf (Abbildung 7.12):

- bis  $\approx 11^\circ$ : Hauptsächlich Einfluss transsonischer Effekte (blauer Bereich)
- ab  $\approx 11^\circ$ : Verstärkter Einfluss der Wirbelströmung, ähnlich Stadien I-III (gelber Bereich)
- $\approx 9^\circ - 13^\circ$ : Mischung der Einflüsse mit reziproker Intensität (grüner Bereich)

Durch das Überschallgebiet wird der maximale Auftrieb leicht erhöht. Da der Wirbel bei geringeren Anstellwinkeln induziert wird und Richtung Flügelmitte wandert, wird dieser Effekt abgemindert [122]. Im unteren Anstellwinkelbereich ist im Vergleich zum subsonischen Verhalten eine deutliche Nichtlinearität des Auftriebsanstiegs und Momentenverlaufs durch die transsonischen Effekte zu erkennen. Im Übergangsbereich, wenn sich der Wirbel nahe der Vorderkante bildet ( $\alpha = 12.5^\circ - 13^\circ$ ), ist der Anstieg des Momentes stärker (schwanzlastiger), da der Wirbelauftrieb und das Überschallgebiet an der Vorderkante angreifen. Im oberen Anstellwinkelbereich ist das Verhalten ähnlich wie bei den subsonischen Fällen. Der Auftriebseinbruch oberhalb  $C_{l,max}$  ist jedoch stärker, da das großflächige Unterdruckgebiet an der Vorderkante zusammenbricht.

Die Stadien I - III liegen also auch hier vor. Im unteren Anstellwinkelbereich kommt ein Stadium mit transsonischen Effekten hinzu. Es zeigt Einflüsse bis hin zu Stadium III, jedoch treten die wirbeldominierten Effekte in ähnlicher Weise wie bei den subsonischen Fällen auf.

### 7.1.4 Einfluss der Reynoldszahl

Oberhalb einer Reynoldszahl von 1.5 Mio. zeigten sich nur noch geringe Veränderungen der Beiwerte. Dies ist hauptsächlich auf die stromab liegenden Bereiche der Druckschnitte zurückzuführen. Eine Erhöhung der Reynoldszahl verringert die Entwölbung und verändert das Verhalten bei dem Abfließen der Strömung an der Hinterkante bzw. der Umströmung (Abb. D.8). Der Auftrieb in der Phase, wenn sich die Strömung im Bereich der Hinterkante aufrollt, wird etwas geringer. Das kann bedingt sein durch ein geringeres bzw. flacheres Aufrollen der dünneren Grenzschicht, was zu geringeren Übergeschwindigkeiten führt. Mit steigender Reynoldszahl fällt die Saugspitze mit dem direkt stromabwärts liegenden Druckanstieg etwas spitzer aus.

Bei den geringeren Reynoldszahlen ( $\leq 1.5$  Mio.) zeigte sich im unteren Anstellwinkelbereich ( $Ma = 0.5$ ,  $\alpha < 10^\circ$ ), insbesondere am äußeren Schnitt, ein leichtes Druckplateau im mittleren Bereich der Flügeltiefe, das mit steigendem Anstellwinkel stromaufwärts wandert. Das weist darauf hin, dass hier eventuell eine Ablöseblase mit Transition vorliegen kann. Die Transitionsfixierung war für diese Reynoldszahl nicht wirksam. Bei den Messungen ohne Fixierung zeigte sich in diesem Re-Bereich an ähnlicher Stelle dasselbe Verhalten.

### 7.1.5 Fluktuationen und Wirbelzusammenbruch

Mit dem Zusammenbrechen der Saugspitze und dem Entfernen des Wirbels von der Oberfläche ist ein deutlicher Anstieg der Schwankungen der Druck- und Kraftbeiwerte zu bemerken. Außer durch den Zusammenbruch des Wirbels kann dies durch den ansteigenden Einfluss der stark turbulenten Scherschicht des Wirbels erklärt werden. Wenn der Wirbel sich weiter von der Oberfläche entfernt und ausweitet, wird diese großflächig Richtung Oberfläche propagiert. Weiterhin wurden Buffet-Frequenzen in einem schmalen Band von ca. 30 Hz - 50 Hz Breite gefunden.

Die Schwankungen der Beschleunigungsaufnehmersignale steigen erst bei höheren Anstellwinkeln als die der aerodynamischen Beiwerte an. Letztere werden also nicht von der Struktur oder Aktuatorik induziert. Die Häufigkeitsverteilungen der Kraft- und Momentenbeiwerte zeigen auch in Stadium II und III weitestgehend eine Normalverteilung. Eine Betrachtung gemittelter Beiwerte besitzt somit eine gute Aussagekraft. Das Vorzeichen der Schiefe weist auf eine geringe Tendenz hin, dass die Beiwerte  $c_l > c_{l,mean}$  und  $c_m < c_{m,mean}$  eine höhere Schwankungsbreite besitzen. Eine Ausnahme liegt von Stadium II bis ca.  $c_{l,max}$  vor, wo sich dies umkehrt. Das Verhalten hin zu anliegender Vorderkantenströmung schwankt also stärker als zu abgelöster Strömung (Abb. D.9 und [122]).

Buffet-Frequenzen wurden vor allem bei den Drucksensoren im äußeren Bereich des Flügels identifiziert. Die reduzierten Frequenzen sinken mit Zunahme des Anstellwinkels und der Machzahl (Abb. 7.13, D.10 und D.11). Es liegt eine leicht nichtlineare Abhängigkeit sowohl von der Machzahl als auch dem Anstellwinkel vor. Die Buffetpeaks treten zunächst an den hinteren Sensoren in Schnitt 2 auf und wandern mit zunehmendem Anstellwinkel stromaufwärts. Die identifizierten Frequenzen liegen in ähnlicher Größenordnung wie vergleichbare Messungen z.B. an einer UCAV Konfiguration, bei dem ein Wirbelaufplatzen identifiziert wurde (bei vergleichbarer Definition der Referenzlängen  $\omega^* \approx 3.5$ ) [25]. Die spektrale Verteilung ist im Vergleich zu Versuchen an stärker gepfeilten Deltaflüglern - besonders mit scharfen Vorderkanten - im Verhältnis zu ihren breitbandigen Schwankungen schwächer und nicht so spitz. Eine Erklärung hierfür wäre der sensiblere und diffusere Wirbelcharakter - vor allem an runden Vorderkanten - und der stärkeren Interaktion mit der Hinterkantenströmung. Hierdurch liegt eine höhere Schwankung der Zirkulation vor, was wiederum eine Rückwirkung auf den Wirbelzusammenbruch, dessen Position und Aufweitung und damit letztlich auf dessen Frequenz hat. Diese hängt von der Strömungsgeschwindigkeit und der charakteristischen Größe des Wirbelquerschnittes ab.

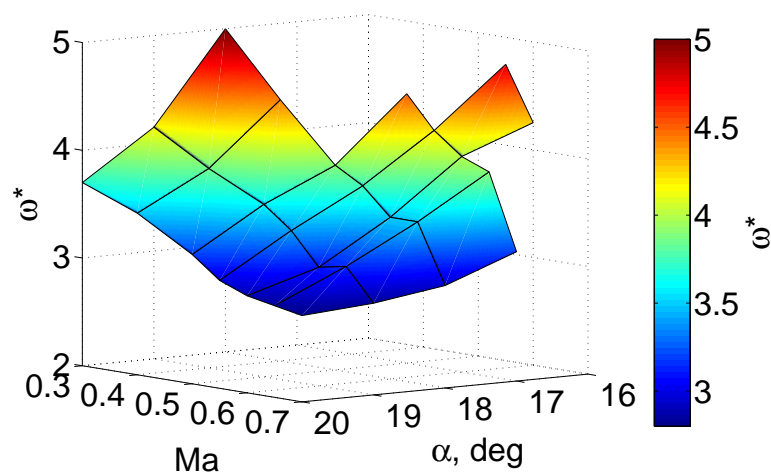


Abbildung 7.13: Reduzierte Buffet-Frequenzen von  $c_{l,p2}$  über  $\alpha$  und Ma

Weiteren Aufschluss liefert die Betrachtung der gemittelten, der *rms*- sowie der instantanen Daten des Strömungsfeldes (Abb. 7.14). Zwar nimmt die Kompaktheit des Wirbelgebietes mit



Erhöhung des Anstellwinkels in Stadium II bis III deutlich ab (Abb. D.3), jedoch treten im Wirbelkern, bei E1 und bei E2, keine bzw. nur sehr schwache axiale Rückströmungen auf (Abb. 7.15). Aber auch bei geringeren  $\alpha$  waren dort die Werte in Strömungsrichtung eher gering. Weiterhin kann auch kein Übergang von einem Jet-ähnlichen Verlauf des Wirbels und ein abruptes Aufplatzen mit plötzlicher Erweiterung des Kerns identifiziert werden [54].

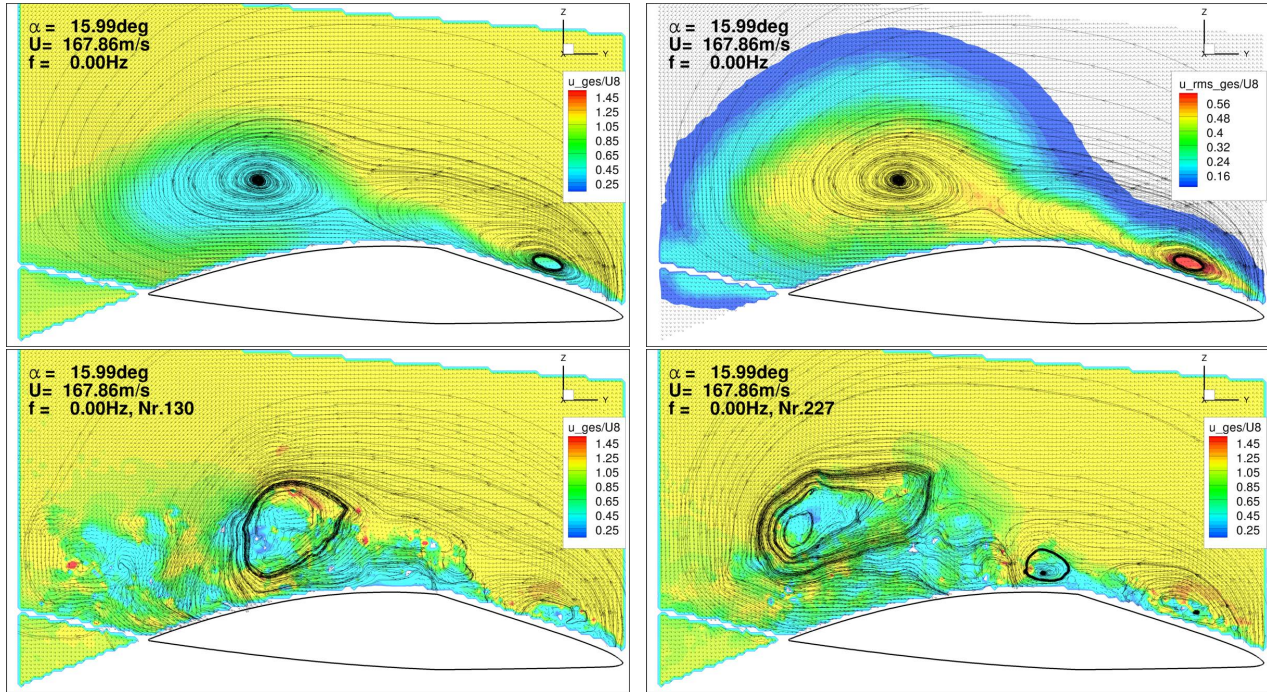


Abbildung 7.14: PIV-Daten,  $u_{ges}/U_\infty$  gemittelt,  $u_{rms,ges}/U_\infty$  gemittelt, zwei Aufnahmen  $u_{ges}/U_\infty$  instantan,  $\alpha = 16^\circ$ ,  $\text{Ma} = 0.5$ ,  $\text{Re} = 1.8 \text{ Mio.}$ , E2

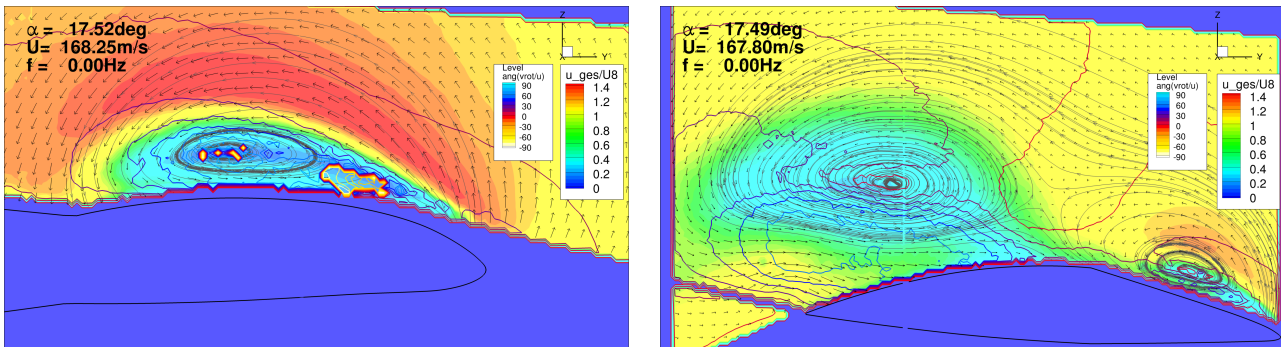


Abbildung 7.15: Farbskala: Geschwindigkeitsvektoren  $u_{ges}/U_\infty$ , Level-Linien: Winkel  $\text{ang}(v_{rot}/u)$  zwischen  $v_{rot}$  und  $u$ ,  $0^\circ$ : Anströmrichtung,  $\text{ang}(v_{rot}/u) < 0^\circ$ : Rückströmung z.B. in Wirbelzentrum von E1,  $\alpha = 17.5^\circ$ ,  $\text{Ma} = 0.5$ , links: E1, rechts: E2

Im hinteren Schnitt sind keine divergierenden Stromlinien zu finden. Instantane PIV-Aufnahmen zeigen jedoch in einem bestimmten Bereich auch hier ein deutliches Divergieren der Stromlinien (Bereich innerhalb verdichteter Stromlinien in Abb. 7.14), wie es bei einem Wirbelzusammenbruch auftritt. Die starken lokalen Schwankungen lassen den Wirbel in gemittelter Form größer erscheinen und die Schwankungsanteile sind hierdurch großflächig verteilt. Die gemittelten Stromlinien werden stark durch die lokale Variation des instantanen Wirbelkerns geprägt. Hingegen treten in der vorderen Ebene bei  $\text{Ma} = 0.5$  ab  $\alpha \approx 17.5^\circ$  divergierende Stromlinien im Kernbereich auf (Abb. 7.16 und D.1). Dieses Verhalten deckt sich mit den

anderen Untersuchungen bei schwächer gepfeilten Flügeln mit runder Vorderkante [72] und Lambda-Flügler Konfigurationen [74].

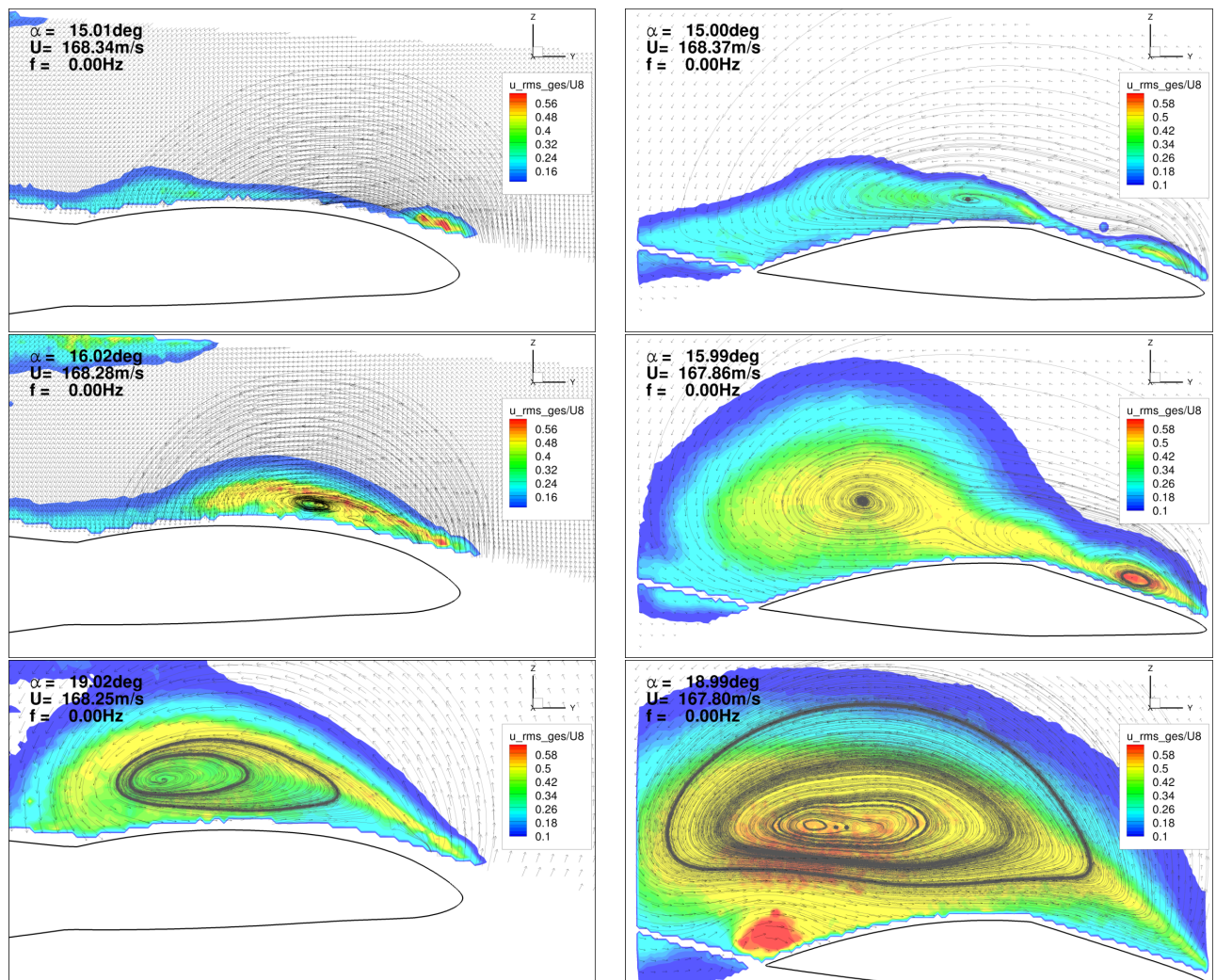


Abbildung 7.16: Schwankungen  $u_{rms,ges}$ ,  $\alpha = \{15^\circ, 16^\circ, 19^\circ\}$ ,  $Ma = 0.5$ ,  $Re = 1.8$  Mio., links: E1, rechts: E2

Bei der hinteren Schnittebene ist ab Stadium II eine stark turbulente Strömung ( $u_{rms}/U_\infty$  bis 50%) zu finden (Abb. 7.16). Dies erklärt den starken Anstieg der Fluktuationen der Druckbeiwerte. Sie entwickelt mit zunehmendem Anstellwinkel eher einen Nachlaufcharakter mit großflächig verteilten Schwankungen. Ein Maximum liegt zwischen Wirbelzentrum und Rezirkulationsgebiet, knapp unterhalb des Zentrums. Die Strömungsfluktuationen und deren Verteilung, die Rückströmung, die Buffet-Frequenzen und die instantanen Abbildungen weisen darauf hin, dass im hinteren Bereich, direkt bei der Entstehung des Vorderkantenwirbels, ein Wirbelzusammenbruch vorliegt. Jener ist stark asymmetrisch und entspricht daher eher dem spiralartigen Verhalten.

Im Rezirkulationsgebiet treten hohe Schwankungen der Geschwindigkeiten auf, vor allem im Bereich Richtung Hauptwirbel. Das Swirl-Kriterium weist auf einen dennoch sehr stabilen, kompakten Hinterkantenwirbel hin.

In der vorderen Ebene treten schon vor dem Ablösen des Wirbels verstärkt Fluktuationen im Vorderkantenbereich auf. Nach dem Ablösen sind die höchsten Schwankungswerte der Strömungsgeschwindigkeit in der Scherschicht ( $u_{rms}/U_\infty$  bis 40%,  $u_{rms,ges}$  in Abb. 7.16) oberhalb des Wirbels bis zur Vorderkante zu finden. Mit zunehmender Wirbelgröße nehmen die Fluktuationen nach einem Anstieg wieder leicht ab, erstrecken sich jedoch über einen größeren



Bereich. Der Wirbelzusammenbruch mit den divergierenden Stromlinien ist erst bei höheren Anstellwinkeln zu beobachten (Abb. D.2).

Auch wenn der größte Anstieg der Druckschwankungen erst in Stadium II und III auftritt, wachsen diese auch in Stadium I schon an. Aeroelastisch kritischer sind also vor allem die plötzlicher auftretenden Buffet-Frequenzen und eine entsprechende Strukturantwort. Relevanz für die aeroelastische Stabilität hat ein Wirbelzusammenbruch insbesondere wegen des aerodynamisch nichtlinearen Verhaltens und einer möglichen Veränderung der Phase der instationären Luftkräfte. Die Veränderungen des Verhaltens der Strömung durch das Wirbelaufplatzen waren hier gradueller, daher ist die genaue Position und der zugehörige Anstellwinkel des Wirbelzusammenbruchs von nachrangiger Bedeutung. Die Buffet-Frequenzen liegen um eine halbe bis eine Größenordnung über denen der Modellbewegung.

## 7.2 Ergebnisse bei Nickschwingungen

Auf Basis der stationären Ergebnisse wurden zwangserregte Nickschwingungen um ausgewählte mittlere Anstellwinkel durchgeführt. Hierfür wurden sinusförmige, überlagerte Sinus- sowie Rausch-Erregungen genutzt. Da sich bei geringeren Anströmmachzahlen die Veränderungen über größere Anstellwinkelbereiche erstrecken (Abschnitt 7.1.2), werden für Erläuterungen bevorzugt die Messungen bei  $Ma = 0.3$  herangezogen. Weiterhin wurden zur Untersuchung der instationären Beiwerte die Bewegungsamplituden so gering wie möglich gewählt. Im Folgenden werden die Termini instationärer Auftriebsanstieg bei einem positiven Gradienten in Phase mit der Bewegung, instationärer Abtrieb oder Auftriebsabfall bei einem negativen verwendet, d.h.  $Re() > 0$  bzw.  $< 0$ . Sie werden sowohl für die Beschreibung des sektionalen  $c_{l,\alpha}$  wie auch einzelner Gebiete auf Basis der lokalen  $c_{p,\alpha}$  benutzt.

### 7.2.1 Veränderung der instationären Luftkräfte mit dem Anstellwinkel

Auch das Verhalten der instationären wirbeldominierten Luftkräfte kann den drei Stadien zugeordnet werden. Diese hängen maßgeblich vom mittleren Anstellwinkel ( $\alpha_0$ ) ab.

#### Charakteristisches Verhalten abhängig vom mittleren Anstellwinkel

Die jeweiligen Charakteristika werden anhand des inneren strömungsparallelen Schnittes beschrieben (Abb. 7.17). Die Pfeile kennzeichnen die Veränderung des Verhaltens bei Erhöhung des mittleren Anstellwinkels. In Tiefenrichtung lassen sich unterschiedlich beeinflusste Bereiche (Trennung durch -- Markierung) bestimmen. In der Regel weist der Imaginärteil der instationären Druckverteilungen das umgekehrte Vorzeichen des Realteils auf. Es liegt also eine Nacheilung des jeweiligen Effekts vor. Zum Vergleich ist eine Verteilung bei  $\alpha_0 = 6^\circ$  dargestellt. Die flächigen Verteilungen und die weiteren Druckschnitte folgen im nächsten Abschnitt.

**Stadium I** ist geprägt von einer starken Erhöhung der Saugspitze an der Vorderkante und einem Bereich positiven Auftriebsanstiegs an der Hinterkante, durch das Aufrollen der Strömung. Letzteres weitet sich mit Erhöhung des mittleren Anstellwinkels stromaufwärts aus und der instationäre Auftrieb kann Amplituden wie an der Saugspitze erreichen. Dazwischen liegt ein Gebiet mit sehr geringem, teilweise negativem Auftrieb, was die Ablöse neigung im stromab liegenden Bereich fördert. Es wandert mit zunehmendem Anstellwinkel Richtung Vorderkante und seine Ausdehnung und sein Auftrieb werden geringer. Dabei liegt ein negativer Imaginärteil von  $c_{p,\alpha,o}$  vor. In den anderen Bereichen eilen die jeweiligen Effekte der Bewegung nach.



**Stadium II** ist dominiert durch das Zusammenbrechen der Saugspitze an der Vorderkante und den sich entwickelnden Wirbelauftrieb im Bereich direkt stromabwärts. In letzterem ( $\alpha_0 = 17.5^\circ$ :  $x = [-0.05 \text{ m}, 0.05 \text{ m}]$ ) steigt der Auftrieb zunächst stark an. Mit zunehmendem mittleren Anstellwinkel wandert der Wirbel Richtung Flügelmitte. Die beiden vorderen Bereiche dehnen sich stromabwärts aus und die instationären Drücke werden wieder geringer. Im hintersten Bereich ( $x=0.05 \text{ m}$  bis HK) liegen sehr geringe Beiwerte vor. In diesem Stadium treten die höchsten Amplituden der instationären Druckverteilungen auf. Die Phase der sektionalen instationären Auftriebs- und Momentenbeiwerte kehrt sich zwei Mal um, da die Dominanz der beiden vorderen Bereiche wechselt.

In **Stadium III** sind nur noch zwei Bereiche zu identifizieren. Mit steigendem mittleren Anstellwinkel nehmen die instationären Beiwerte ab und der vordere Bereich dehnt sich aus. Im äußeren Druckschnitt verursacht das Rezirkulationsgebiet nahe der Hinterkante hohe instationäre Luftkräfte (Abschnitt 7.2.3). Die Phase zeigt dort im Vergleich zu dem stromauf liegenden Bereich noch einmal eine deutlich erhöhte Nacheilung von teilweise mehr als  $\Delta\Phi > |-90^\circ|$ . Der Realteil von  $c_{p,\alpha,o}$  wechselt im vorderen Bereich mit steigender Frequenz von positiv zu negativ (Abschnitt 7.2.3). Aus einem Auftriebsabfall wird ein Auftriebsanstieg.

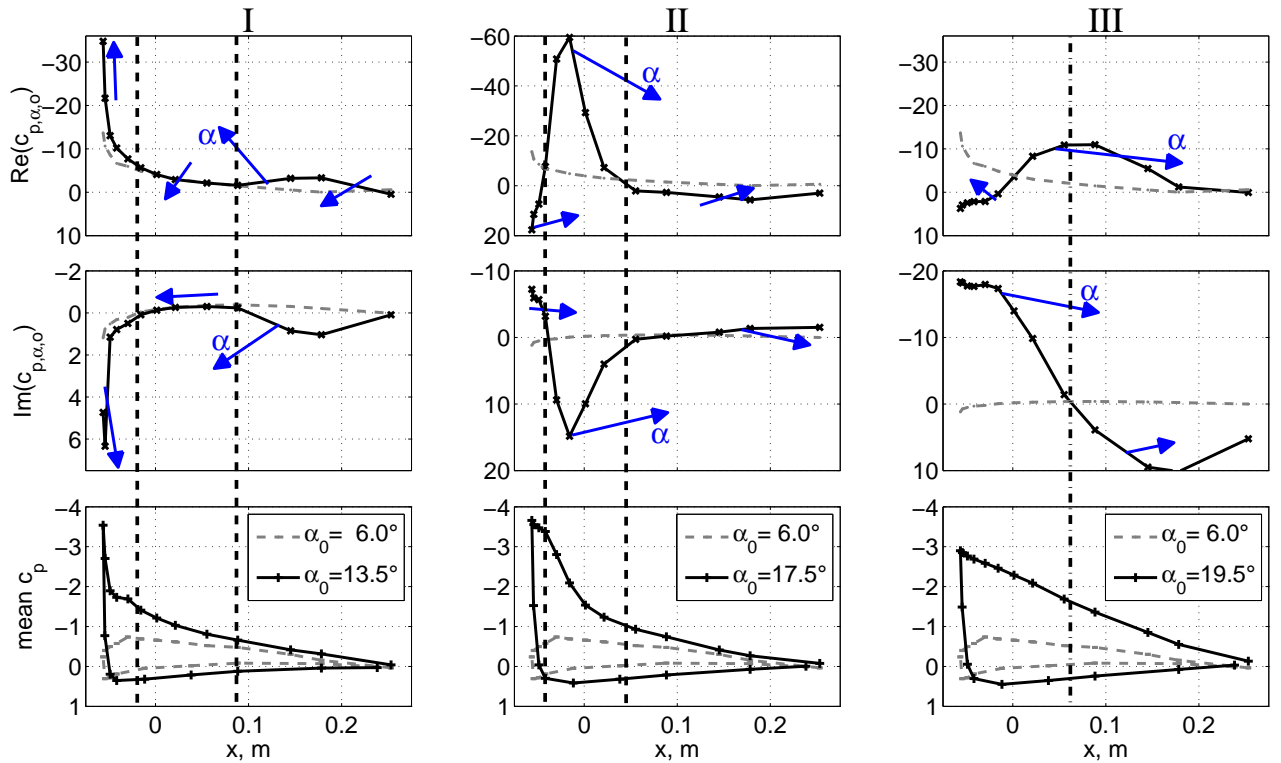


Abbildung 7.17: Instationäre Druckbeiwerte auf der Oberseite bei typischen  $\alpha_0$ , blaue Pfeile: Tendenz bei Erhöhung von  $\alpha_0$ , -- Markierung: Einteilung in Bereiche,  $\Delta\alpha = \pm 0.15^\circ$ ,  $f_{ex} = 18 \text{ Hz}$ , Section 1,  $\text{Ma} = 0.3$ ; Stadium I: Im HK-Bereich wirbelbehaftete Strömung nahe Oberfläche; Stadium II: Zusammenbruch der Saugspitze, Entfernen des Wirbels von der Oberfläche; Stadium III: Typische Druckverteilung mit starkem Sog unterhalb des Wirbelkerns, MK 3

### Flächige Druckverteilungen und Druckschnitte abhängig vom mittleren Anstellwinkel

Das Verhalten an den anderen Druckschnitten wird in Abbildung 7.18 dargestellt und wird unter Zuhilfenahme der flächigen Druckverteilungen näher erläutert (Mittelwerte Abb. 7.19; Amplitude/ Phase Abb. 7.20, 7.21 und 7.22). In den Abbildungen der iPSP-Daten sind Positionen lokaler Maxima der Amplitude sowie Schnitte für eine Auswertung der Druckverteilung eingezeichnet (z.B. Abb. 7.20). Die dargestellten Fälle können dem Stadium I, dem Übergang Stadium II zu III und Stadium III, oberhalb des stationären  $c_{l,max}$ , zugeordnet werden. Wegen der besseren Signalstärke und des besseren Signal-Rausch Verhältnisses der iPSP-Daten wurde  $Ma = 0.5$  gewählt und die Anstellwinkelamplitude  $\Delta\alpha = 0.4^\circ$  abgebildet. Die integrierten Beiwerte werden in Abschnitt 7.2.3 zusammen mit den Frequenzvariationen behandelt.

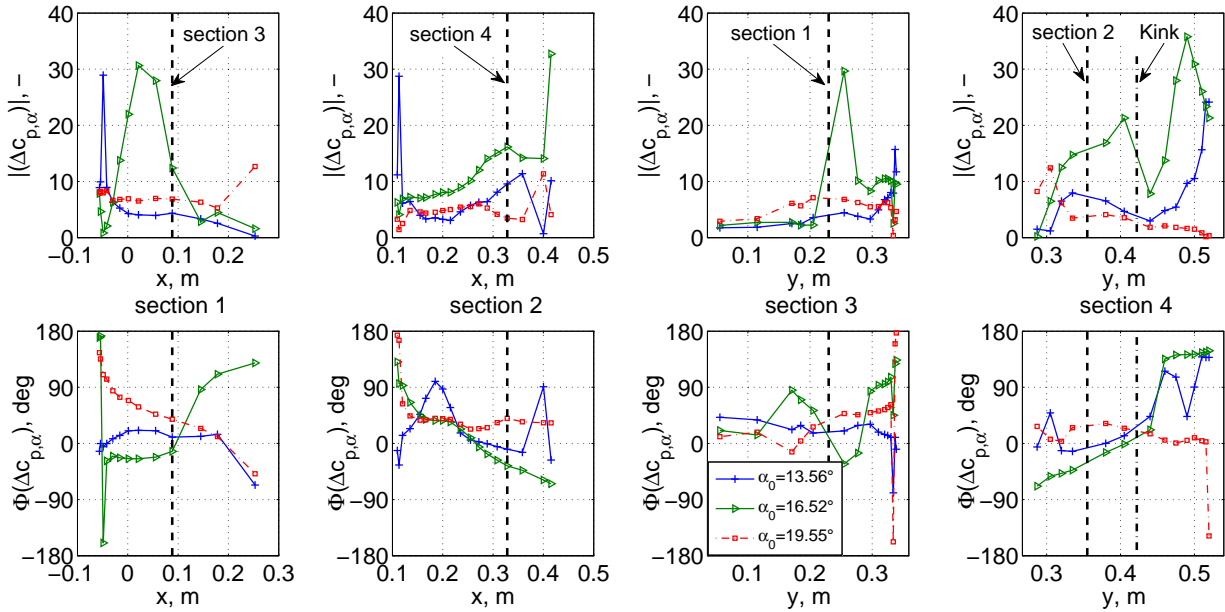


Abbildung 7.18: Instationäre Druckbeiwerte Druckdifferenz ( $\Delta c_{p,\alpha}(x_o) = s(c_{p,\alpha,u}, x_o) - c_{p,\alpha,o}(x_o)$ , Gl. (C.2)), Amplitude und Phase, -- Markierung: Kreuzende Druckschnitte,  $\alpha_0 = \{13.5^\circ, 16.5^\circ, 19.5^\circ\}$ ,  $\Delta\alpha = 0.2^\circ$ ,  $f_{ex} = 36$  Hz,  $Ma = 0.5$ , MK 3 mit iPSP-Beschichtung

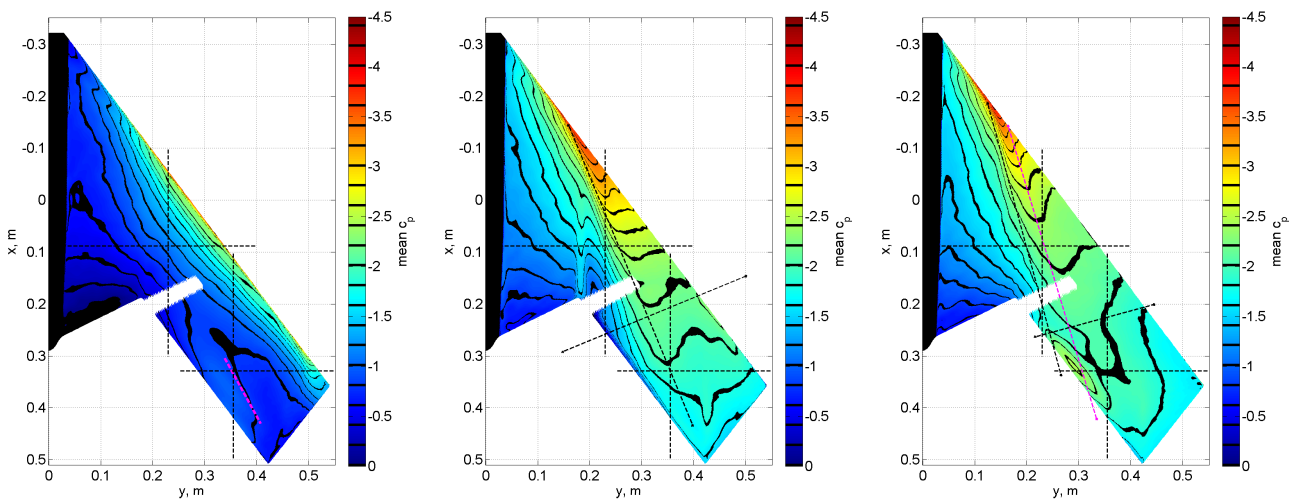


Abbildung 7.19: Mittelwert der Druckbeiwerte, iPSP, -- Markierung: Lokale Amplitudenmaxima/ Schnitte für Druckauswertung z.B. nahe Sections 1 - 4,  $\alpha_0 = \{13.5^\circ, 16.5^\circ, 19.5^\circ\}$ , entspricht Stadium I, II zu III und III,  $f_{ex} = 36$  Hz,  $Ma = 0.5$ , MK 3

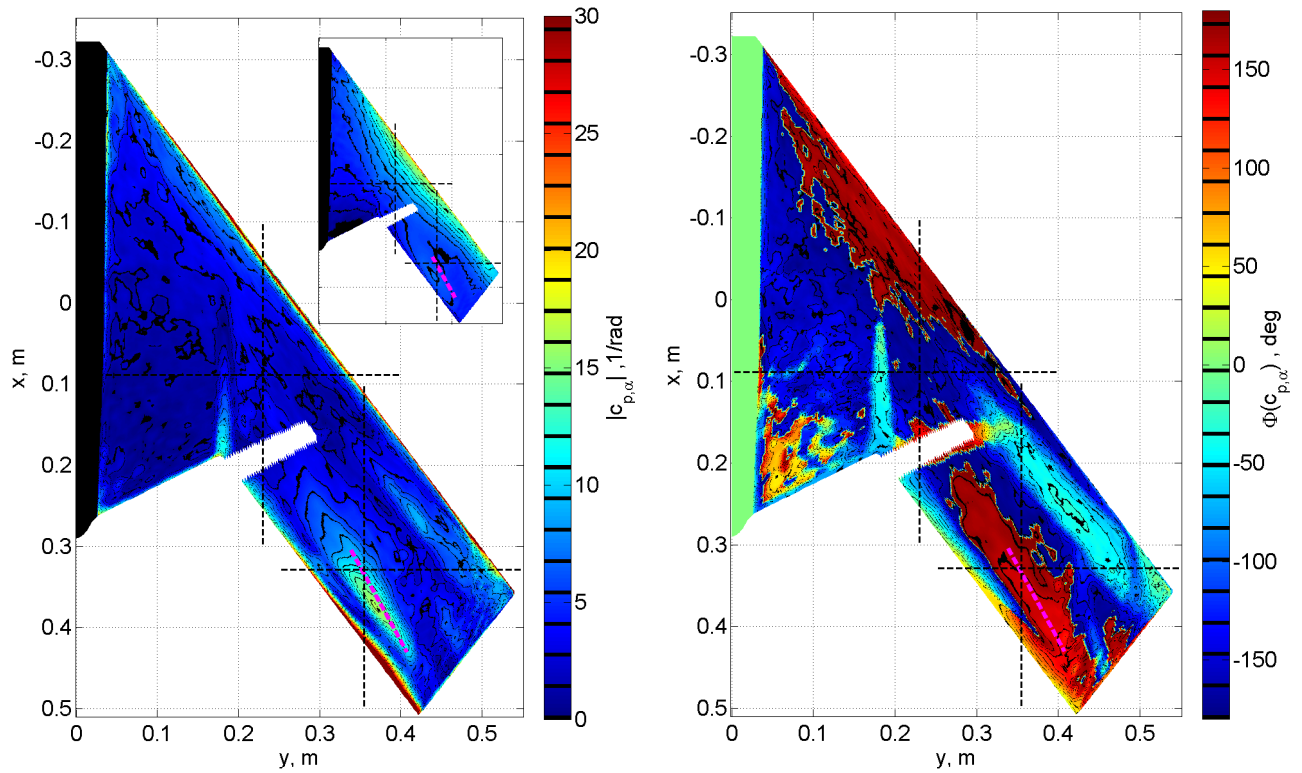


Abbildung 7.20: Amplitude (mit mittlerem  $c_p$ ) und Phase von  $c_{p,\alpha}$ , iPSP, -- Markierung: Lokale Amplitudenmaxima und nahe Sections 1 - 4,  $\alpha = 13.5^\circ \pm 0.4^\circ$ ,  $f_{ex} = 18$  Hz, Ma = 0.5, MK 3

Die Saugspitze auf der Flügeloberseite weist nur eine schwache Nacheilung auf ( $\alpha_0 = 13.5^\circ$ , Abb. 7.20). Bei  $\Delta c_{p,\alpha}$  ergibt sich im Vorderkantenbereich mit Erhöhung des mittleren Anstellwinkels eine stärkere Variation und eine verstärkte Nacheilung. Dies ist bedingt durch die stromabwärts verlaufende Wanderung des Staupunktes auf der Unterseite. Weiter stromabwärts liegt am Flügel, besonders im Außenbereich, konfigurationsbedingt ein sehr geringer lokaler Auftriebsanstieg bzw. sogar -abfall vor. Wie auch bei geringeren Anstellwinkeln (Abschnitt 7.2.2) wird dort durch die Bewegung - Schlaganteil plus Hubanteil - ein negativer  $\text{Im}(c_{p,\alpha})$  induziert. Dieser Bereich ist nicht wirbeldominiert. Die aufrollende Strömung (Markierung in iPSP-Plots, Abb. 7.20) weist eine hohe Amplitude auf. Die Phasennacheilung nimmt zu, wenn der mittlere Anstellwinkel erhöht wird und sich das Gebiet stromaufwärts ausweitet. Zusammenfassend ist der Auftrieb in diesem Bereich geprägt von dem nacheilenden Verhalten der aufrollenden Strömung und dem voreilenden, bewegungsinduzierten Verhalten der umgebenden Strömung auf der Ober- und Unterseite, wie es auch bei geringeren Anstellwinkeln vorliegt. Direkt an der Hinterkante (Section 2 und 4) beginnt sich die Umströmung von der Unter- auf die Oberseite zu entwickeln. Hieraus entsteht bei höheren Anstellwinkeln das Rezirkulationsgebiet. Daher sind die Amplituden höher als direkt stromaufwärts. In den iPSP-Daten werden sie nahe der Hinterkante jedoch überschätzt. Der Tipwirbel, der sich bei niedrigeren Anstellwinkeln bildet, weist ein vergleichbares Verhalten der instationären Druckverteilungen bezüglich der Variation des mittleren Anstellwinkels und der Frequenz auf. Es liegt aber eine Verschiebung der Phase vor. Sie ist zum einen auf den hohen Hubanteil am Tip zurückzuführen. Dessen Wirkung wird mit zunehmender Spannweite bzw. x-Position und Anregungsfrequenz größer. Zum anderen ist sie durch die Verschiebung des Verhaltens des Tipwirbels, z.B. des Zusammenbruchs, zu geringeren mittleren Anstellwinkeln zu erklären. Hierdurch nimmt der Realteil bzw. schon das stationäre Derivat bereits wieder ab.

Bei  $\alpha_0 = 16.5^\circ$  (Abb. 7.21) und  $19.5^\circ$  (Abb. 7.22) ist gut zu erkennen, dass sowohl der lokale Auftriebsanstieg als auch der -abfall weiter außen, wo die Wirkung des Wirbels geringer

wird, der Bewegung nacheilt. Dazwischen liegt jeweils ein Bereich mit geringer Amplitude und der Phasenumkehr. Die Nacheilung des lokalen Auftriebsverlusts ( $\text{Re}(c_{p,\alpha,o}) > 0$ ) ist stärker ausgeprägt als die des Auftriebsanstiegs. Beides ergibt sich durch die Wanderung des Wirbels Richtung Flügelmitte. Im Sinne des Verlaufs der Stromlinien im Wirbelfeld wirkt sich die Bewegung des Flügels also zuerst auf den Teil neben der Wirbelachse, Richtung Flügelmitte, aus (schwarze Markierung in iPSP-Abb.). Durch die hohe Krümmung der Stromlinien ergeben sich dort abrupte Übergänge und hohe Amplituden. Im axialen Verlauf wächst die Phasennacheilung der instationären Drücke um ca. 20° bis 30° an (Abb. 7.21 und D.13 || Wirbel).

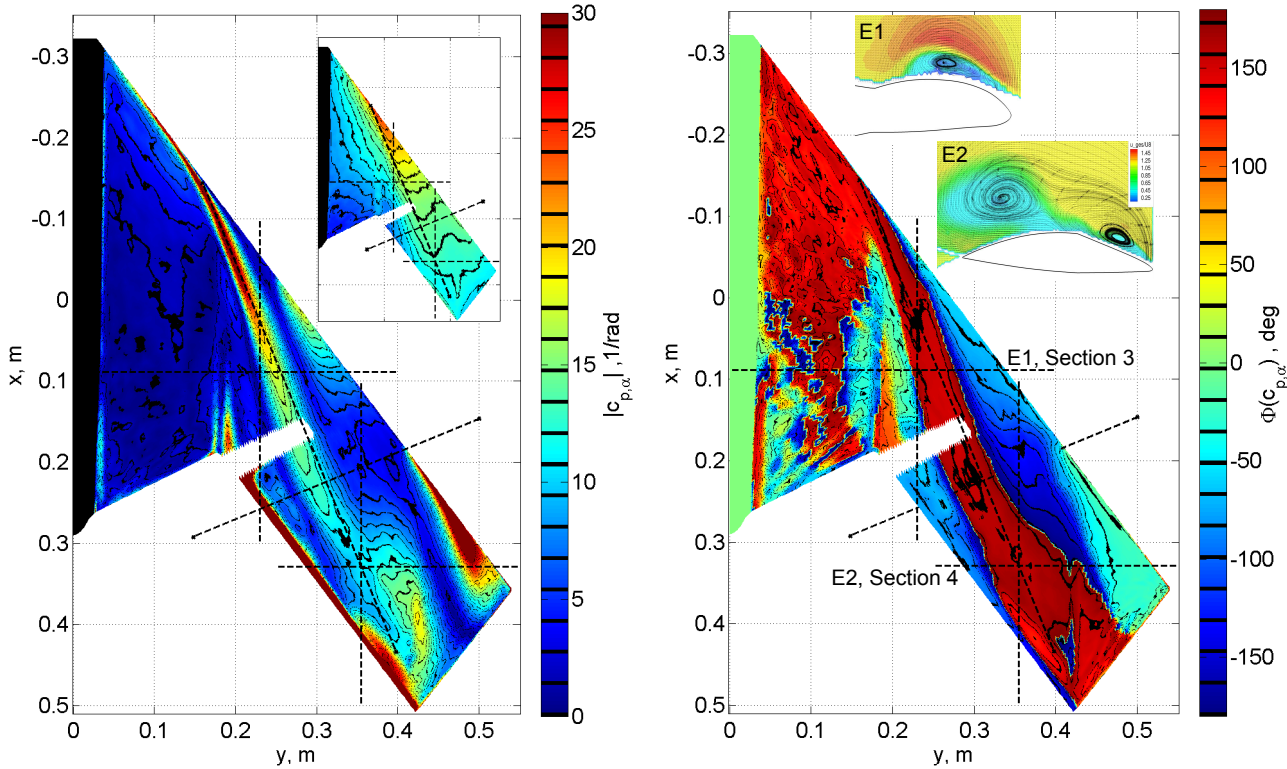


Abbildung 7.21: Amplitude (mit mittlerem  $c_p$ ) und Phase von  $c_{p,\alpha}$  (Re und Im Abb. D.12), iPSP, -- Markierung: Lokale Amplitudenmaxima/ Schnitte für Druckauswertung (Abb. D.13) z.B. nahe Sections 1 - 4,  $\alpha = 16.5^\circ \pm 0.4^\circ$ ,  $f_{ex} = 18 \text{ Hz}$ ,  $\text{Ma} = 0.5$ , MK 3; zusätzlich PIV E 1 und 2:  $u_{ges}$ ,  $\alpha = 16.5^\circ$  konstant, MK 2

Mit steigendem mittleren Anstellwinkel vergrößert sich, wie bei den konstanten Anstellwinkeln, vor allem ab Stadium II, der Rauschanteil (Abb. 7.23). Bei der Entstehung des Vorderkantenwirbels ( $\alpha = 15.5^\circ - 16.5^\circ$  an Section 2, vergl. Abb. D.14) tritt zusätzlich eine deutliche Signalverzerrung auf, die auf das nichtlineare Verhalten zurückgeführt werden kann. Es kann sowohl in den integrierten Beiwerten als auch in den Druckverteilungen nachvollzogen werden. Selbst hier wird der Hauptanteil jedoch durch den linearen Part, der grundharmonischen Antwort, wiedergegeben werden (Abb. D.15). Mit zunehmender Anregungsfrequenz nimmt die Signaldistorsion leicht ab. Das Verhalten wird linearer. Das zeitliche Verhalten wirkt wie eine Faltung mit einem Glättungsfilter. Besonders im Bereich zwischen Auftriebsanstieg ( $\text{Re}(c_{p,\alpha,o}) < 0$ ) und -abfall, also dort wo die Phase wechselt, sind das Rauschen und die Signalverzerrung am stärksten. Die Amplituden sind dort sehr gering, steigen jedoch mit Erhöhung der Anregungsfrequenz an.



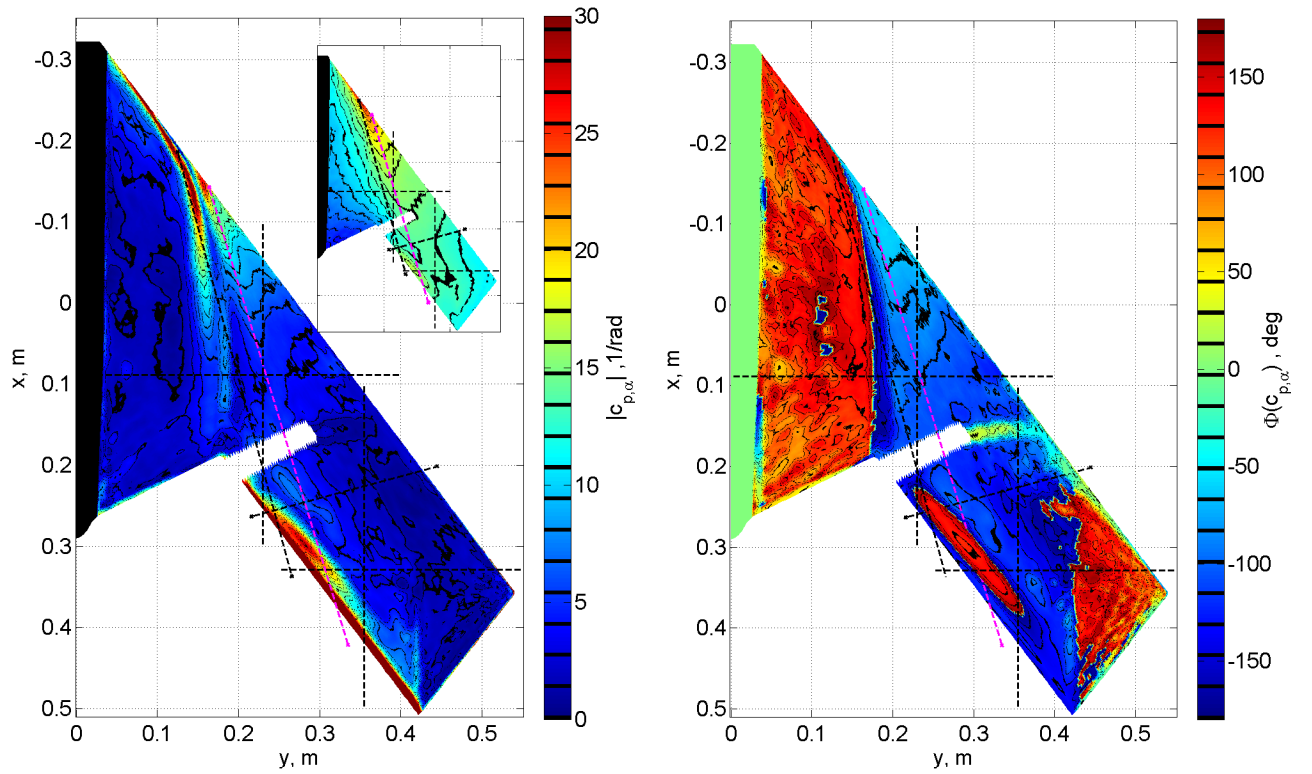


Abbildung 7.22: Amplitude (mit mittlerem  $c_p$ ) und Phase von  $c_{p,\alpha}$ , iSP, -- Markierung: Lokale Amplitudenmaxima und nahe Sections 1 - 4,  $\alpha = 19.5^\circ \pm 0.4^\circ$ ,  $f_{ex} = 18$  Hz,  $Ma = 0.5$ , MK 3

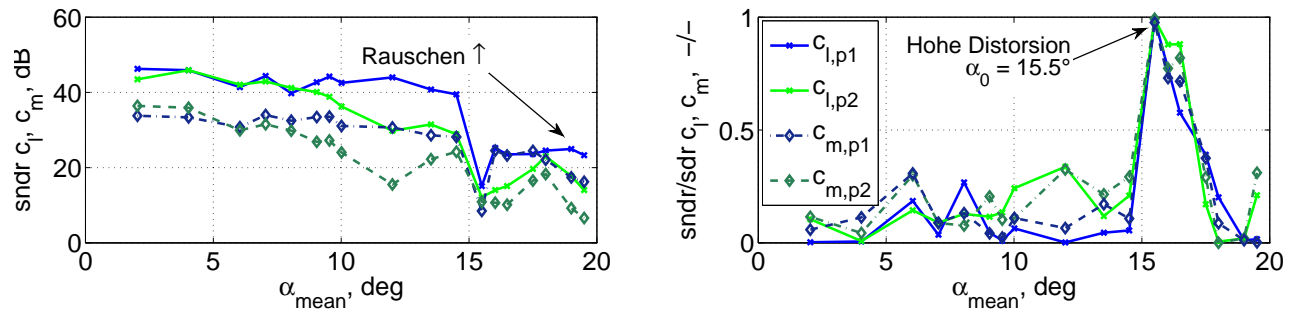


Abbildung 7.23: SNDR (links), Anteil der höherharmonischen Schwingungen an Noise + Distorsion  $\hat{= D/(D+N)}$  (rechts), für  $c_l$  und  $c_m$ ,  $\Delta\alpha = \pm 0.15^\circ$ ,  $f_{ex} = 36$  Hz,  $Ma = 0.3$ , MK 3 ohne Beschichtung

## 7.2.2 Vergleich mit instationären Druckverteilungen bei geringeren Anstellwinkeln

Um die Veränderungen der instationären Druckverteilungen bei höheren Anstellwinkeln besser einordnen zu können, soll nun der Unterschied zu anliegender Strömung bei geringeren Anstellwinkeln ( $\alpha_0 = 6.0^\circ$ ) dargestellt werden (vergl. Abb. 7.17). Bezogen auf die potentialtheoretischen Abschätzungen in Abschnitt 3.3.4 ist bei  $\alpha_0 = 6^\circ$  (Abb. 7.24) die Saugspitze etwas schwächer ausgeprägt und die Voreilung, bzw.  $\text{Im}(\Delta c_{p,\alpha})$ , geringer. Bei ZAERO wird jedoch eine Umströmung wie bei einer ebenen Platte angenommen. Im Hinterkantenbereich ist der instationäre Auftrieb schwächer bzw. sogar negativ. Dies ist eine Eigenschaft des Profils bzw. der Konfiguration. Am Tip liegen deutlich höhere Werte vor, jedoch war die Spitze im ZAERO-Modell gekürzt. Dort ist der Einfluss der Modellierung extrem hoch. Auffällig bei den Messergebnissen ist die starke Voreilung an der Vorderkante, hervorgerufen durch den Hubanteil. Bei den numerischen Ergebnissen tritt dies weiter innen ebenfalls auf (Abb. 3.11).

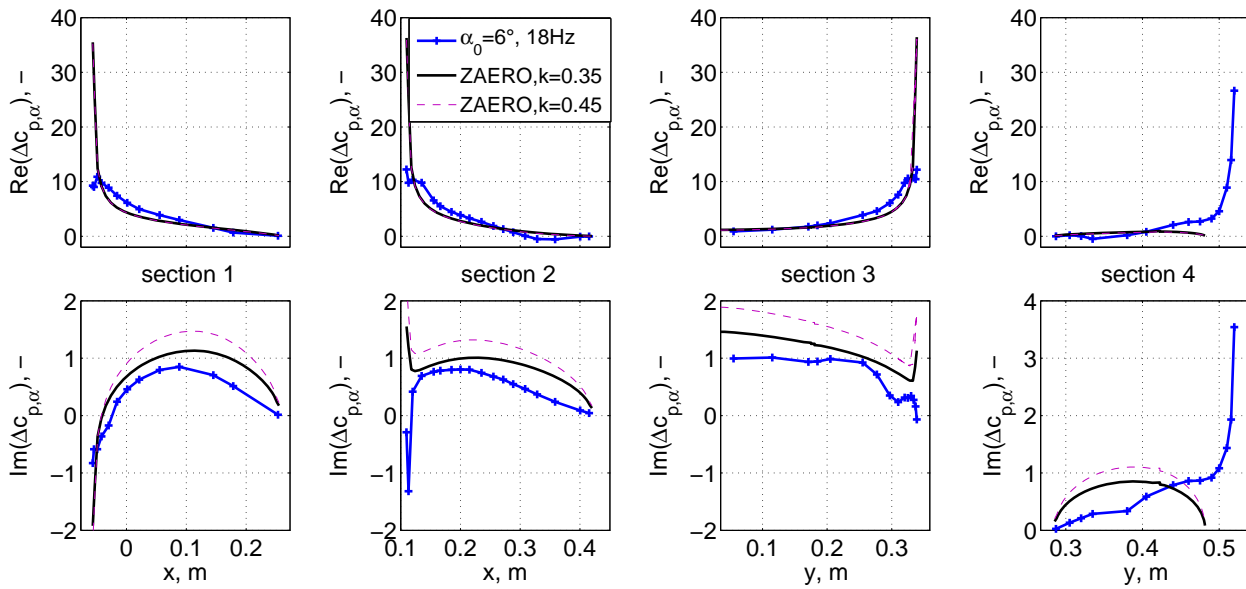


Abbildung 7.24: Vergleich  $\Delta c_{p,\alpha}$  Ergebnisse von ZAERO  $k = \{0.35, 0.45\}$  und Messung  $\alpha = 6^\circ \pm 0.15^\circ$ ,  $f_{ex} = 18 \text{ Hz}$  ( $\omega^* = 0.34$ ),  $\text{Ma} = 0.3$

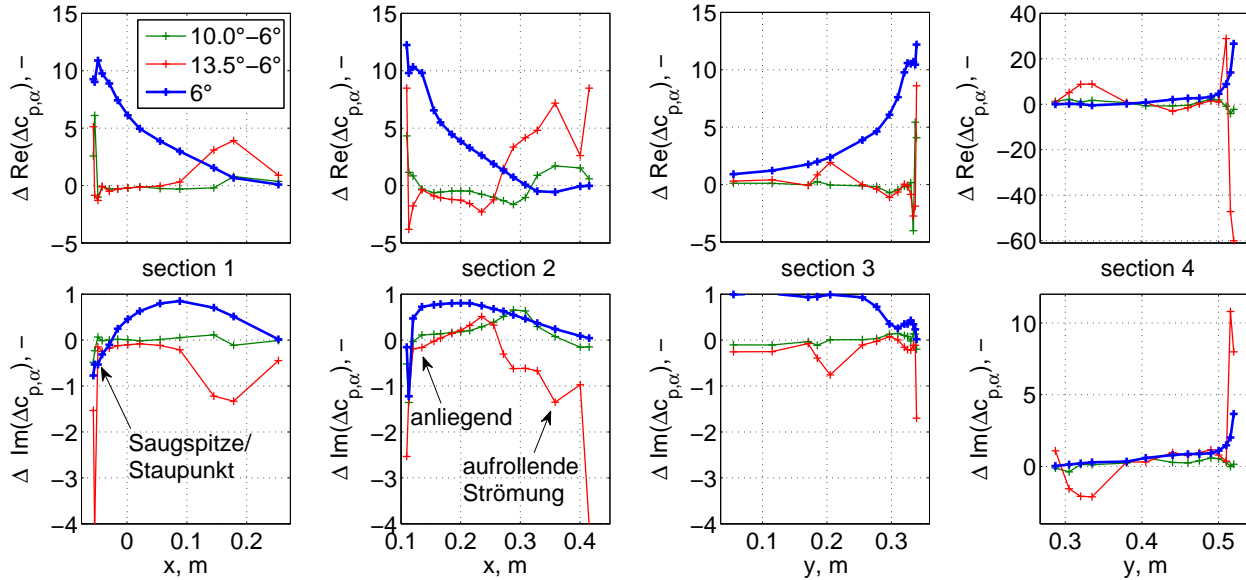


Abbildung 7.25: Differenz der instantanen Druckverteilungen  $\Delta c_{p,\alpha}(\alpha_0) - \Delta c_{p,\alpha}(\alpha_0 = 6.0^\circ)$  und instantanäre Druckverteilung  $\Delta c_{p,\alpha}(\alpha_0 = 6.0^\circ)$ ,  $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ ,  $f_{ex} = 18 \text{ Hz}$ ,  $\text{Ma} = 0.3$

Mit zunehmendem Anstellwinkel verändert sich  $\Delta c_{p,\alpha}$  an der Vorderkante durch die Wanderung des Staupunktes und die stärkere Saugspitze (Abb. 7.25). Der mittlere Bereich (vergl. Abb. 7.17), mit anliegender Strömung, weist geringe Unterschiede auf. Direkt stromauf des Bereichs mit aufrollender Strömung wird der Auftrieb, besonders weiter außen, geringer, wie bei einer Ablösung. Die aufrollende, wirbelbehaftete Strömung im Hinterkantenbereich bewirkt einen deutlich höheren instantanären Auftrieb. Er eilt der Bewegung nach ( $\text{Im}(\Delta c_{p,\alpha}) < 0$ ). Bei anliegender Strömung verursacht die Nickbewegung stromab der Vorderkante ein positives  $\text{Im}(\Delta c_{p,\alpha})$ . Bei niedrigeren Frequenzen bewirkt die Nacheilung an der Vorderkante, bei niedrigeren Anstellwinkeln und in Stadium I, eine leichte Nacheilung des integrierten Auftriebsbeiwertes (Abschnitt 7.2.3). In Stadium II zu III und III treten durch den ausgebildeten Wirbel wesentlich höhere instantanäre Drücke auf, als bei anliegender Strömung (vergl. Abb. 7.17). Gleiches ist auch beim entstehenden Tipwirbel (VK Section 4,  $\alpha_0 = 13.5^\circ$ ) zu erkennen.

### 7.2.3 Variation der Anregungsfrequenz

Im Folgenden wird zunächst das generelle zeitliche Verhalten bei Erhöhung der Anregungsfrequenz beschrieben (Abb. 7.26, im Anhang für alle Schnitte). Hierzu ist die Differenz der instationären Druckbeiwerte zwischen der Ober- und Unterseite, dargestellt als Amplitude und Phase, abgebildet. Der Einfluss der Unterseite auf das Auftriebsverhalten ist nicht signifikant. Lediglich die Wanderung des Staupunktes an der Vorderkante und die Umströmung der Hinterkante bewirken größere Veränderungen. Die Analyse des bewegungsinduzierten Anteils ist bei einer Betrachtung der instationären Beiwerte als Real- und Imaginärteil einfacher (Abbildungen im Anhang).

#### Instationäre Druckverteilungen

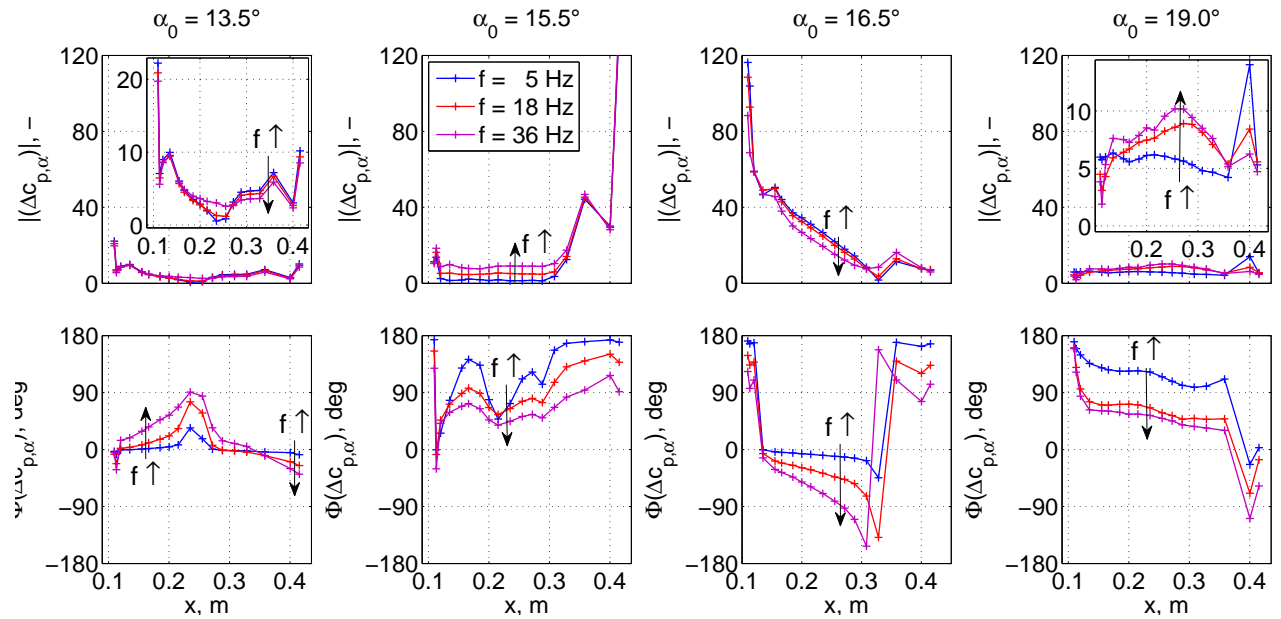


Abbildung 7.26: Differenz instationärer Druckbeiwerte: Amplitude und Phase, Stadium I:  $\alpha_0 = 13.5^\circ$ , Stadium II:  $15.5^\circ$  und  $16.5^\circ$ , Stadium III:  $19.0^\circ$ ,  $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ , Anregungsfrequenzen  $f_{ex} = 5 \text{ Hz}$ ,  $5 \text{ Hz}$ ,  $36 \text{ Hz}$ ,  $Ma = 0.3$ , Section 2, MK 3

**In Stadium I** (Abb. 7.26:  $\alpha_0 = 13.5^\circ$ ) nimmt die Nacheilung der Saugspitze mit der Frequenz geringfügig zu und die Amplitude ab (zus. Abb. D.16 und D.17). Im mittleren Bereich der strömungsparallelen Schnitte nimmt die Amplitude zu und die instationären Drücke eilen der Bewegung voraus. Der Realteil ist sehr klein. Der Betrag des Imaginärteils nimmt zu. Dieser Bereich ist nicht wirbeldominiert. Stromabwärts, bei der aufrollenden Strömung, nimmt der Realteil ab und der Imaginärteil zeigt eine deutliche Nacheilung an. Es ergibt sich ein deutlicher, stark anwachsender Phasenunterschied.

**Im Übergang zwischen Stadium I und II** ( $Ma = 0.3$ :  $\alpha \approx 15^\circ - 16.5^\circ$ . Abb. 7.26:  $\alpha_0 = 15.5^\circ$ ), wenn der Wirbel sich an der Vorderkante bildet, wird stromabwärts der Realteil sehr gering (zus. Abb. D.14:  $\alpha_0 = 15.5^\circ$ ). Durch die Bewegung wird dort, wie in Stadium I im mittleren Bereich, ein verstärkt vauseilender Auftriebsanteil hervorgerufen. Der Zusammenbruch der Saugspitze wird durch den Zusatzauftrieb des entstehenden Wirbels in diesem Anstellwinkelbereich in etwa kompensiert. Im äußeren Bereich des Flügels kommt hinzu, dass der Auftrieb durch die aufrollende Strömung wegfällt. Mit steigender Frequenz wird jedoch das Einbrechen des Auftriebs der aufrollenden Strömung und das Zusammenbrechen der Saugspitze, bzw. das Bilden des Vorderkantenwirbels, verzögert (Abschnitt 2.2.2). Hierdurch wird

im hinteren Teil wieder ein stärkerer instationärer Auftrieb hervorgerufen, wie er bei geringeren mittleren Anstellwinkeln vorliegt. Das Verhalten der instationären Luftkräfte durch die aufrollende Strömung ist vergleichbar mit dem der Luftkräfte durch den Wirbel in Stadium III. **Im Übergang von Stadium II und in Stadium III** ( $Ma = 0.3$ :  $\alpha \approx 16.0^\circ - 17.0^\circ$ , Abb. 7.26:  $\alpha_0 = 16.5^\circ$ ), steigt mit der Anregungsfrequenz besonders die Phasennacheilung des Auftriebseinbruchs an der Vorderkante ( $|\Delta\Phi(36\text{ Hz} - 5\text{ Hz})| > 90^\circ$ ) (zus. Abb. D.14:  $\alpha_0 = 16.5^\circ$  und  $f_{ex}$  Variation: Abb. D.18 und D.19). Im Gebiet des lokalen Auftriebsanstiegs bleibt dies bei geringeren mittleren Anstellwinkeln noch unterhalb von  $|\Delta\Phi| < 45^\circ$ . Die Amplitude nimmt in beiden Bereichen ab. Durch das unterschiedliche Ansteigen der Nacheilung wirken die lokalen Verläufe der Phase glatter und der Phasensprung ist, z.B. in Tiefenrichtung, weniger abrupt. Außerdem steigt die Amplitude in dem Übergangsbereich zwischen beiden Bereichen mit der Frequenz an. Dies entspricht einer geringen Rückverschiebung des Wirbels Richtung Tip, also wie bei geringeren Anstellwinkeln.

**Bei höheren  $\alpha_0$  in Stadium III**, entsteht der Wirbel weiter innen. Weiter außen herrscht die nachlaufartige Strömung mit einem nacheilenden Auftriebsabfall ( $\text{Re}(c_{p,\alpha,o}) > 0$ ,  $\text{Im}(c_{p,\alpha,o}) < 0$ , Abb. 7.26:  $\alpha_0 = 19.0^\circ$ ). Dort ist die Nacheilung der instationären Drücke schon bei  $f_{ex} = 5\text{ Hz}$  größer als  $|-45^\circ|$  (zus. Abb. D.20 und D.21). Mit steigender Frequenz wird aus dem Auftriebsabfall ein vorauseilender Auftriebsanstieg. Der Realteil wechselt sein Vorzeichen. Durch das längere Anliegen der Strömung im Entstehungsbereich des Wirbels induziert dieser bis zu höheren Anstellwinkeln höhere Geschwindigkeiten und die Amplitude im äußeren und stromabwärts liegenden Bereich steigt leicht an (vergl. Section 2). Bei den höchsten Anregungsfrequenzen nähern sich jedoch die instationären Druckverteilungen, vor allem bei höheren  $\alpha_0$ , einer maximalen Phasennacheilung und Amplitude an. Das Verhalten der Amplitude und Phase bei dem Rezirkulationsgebiet ist analog zu dem des Wirbels. Es geht also mit der Veränderung von dessen Zustands einher.

Das beschriebene Verhalten wurde auch anhand der instationären PIV-Messungen nachvollzogen, besonders die Nacheilung der Position und der Ausdehnung des Wirbels selbst [54].

Im Allgemeinen wächst in Stadium I, II und im unteren Anstellwinkelbereich von Stadium III der Betrag von  $|\text{Im}(c_{p,\alpha})|$  mit steigender Bewegungsfrequenz an. Der Betrag des Realteils nimmt geringfügig ab. Nahe bzw. oberhalb von  $c_{l,max}$  wird der Imaginärteil ab einer bestimmten Frequenz wieder etwas geringer. Die Phase geht über  $|\Phi| > 90^\circ$  hinaus. Dies liegt an einer sehr hohen Nacheilung, die schon bei sehr niedrigen Anregungsfrequenzen vorherrscht. Meist nimmt die Amplitude von  $c_{p,\alpha}$  sowohl in den Bereichen des Auftriebsanstiegs wie auch des Abfalls mit steigender Frequenz ab. In den nicht-wirbeldominierten Bereichen und zwischen der instationären Auftriebserhöhung und dem Auftriebseinbruch, unterhalb des Wirbels, steigt sie jedoch leicht an. In Stadium III werden die Ablösung des Wirbels sowie dessen Wanderung nach innen verzögert. Dadurch wird stromabwärts eine höhere Amplitude hervorgerufen. Bei Erhöhung der Anregungsfrequenz steigt die Phasennacheilung im Gebiet mit instationärem Auftriebsabfall stärker an als in dem mit Auftriebsanstieg.

### Instationäre Auftriebs- und Momentenbeiwerte

Die hohe Variation der instationären Drücke in Abhängigkeit vom mittleren Anstellwinkel und die hohe lokale Nacheilung der Effekte spiegeln sich auch in den Verläufen der instationären Kraft- und Momentenbeiwerte der Druckschnitte wieder. Diese sind für  $Ma = 0.3$  und  $0.5$  in den Abbildungen 7.27 und D.22 bzw. D.23 - D.29 dargestellt. Unterschiede in den Verläufen sind vor allem bedingt durch die Wahl des mittleren Anstellwinkels und die Verschiebung der Effekte zu geringeren Anstellwinkeln bei Erhöhung der Machzahl. Außerdem treten, besonders in Stadium



II, sehr hohe, stark lokal begrenzte Druckveränderungen auf. Die räumliche Auflösung durch die Drucksensoren schränkt die mögliche Genauigkeit der integrierten Beiwerte ein. Für einen direkten Vergleich, z.B. mit numerischen Daten, sollten daher die Druckverteilungen oder eine Integration der Daten an denselben Positionen verwendet werden. Im Folgenden werden die Verläufe für Variationen von  $\alpha_0$  und  $f_{ex}$  betrachtet.

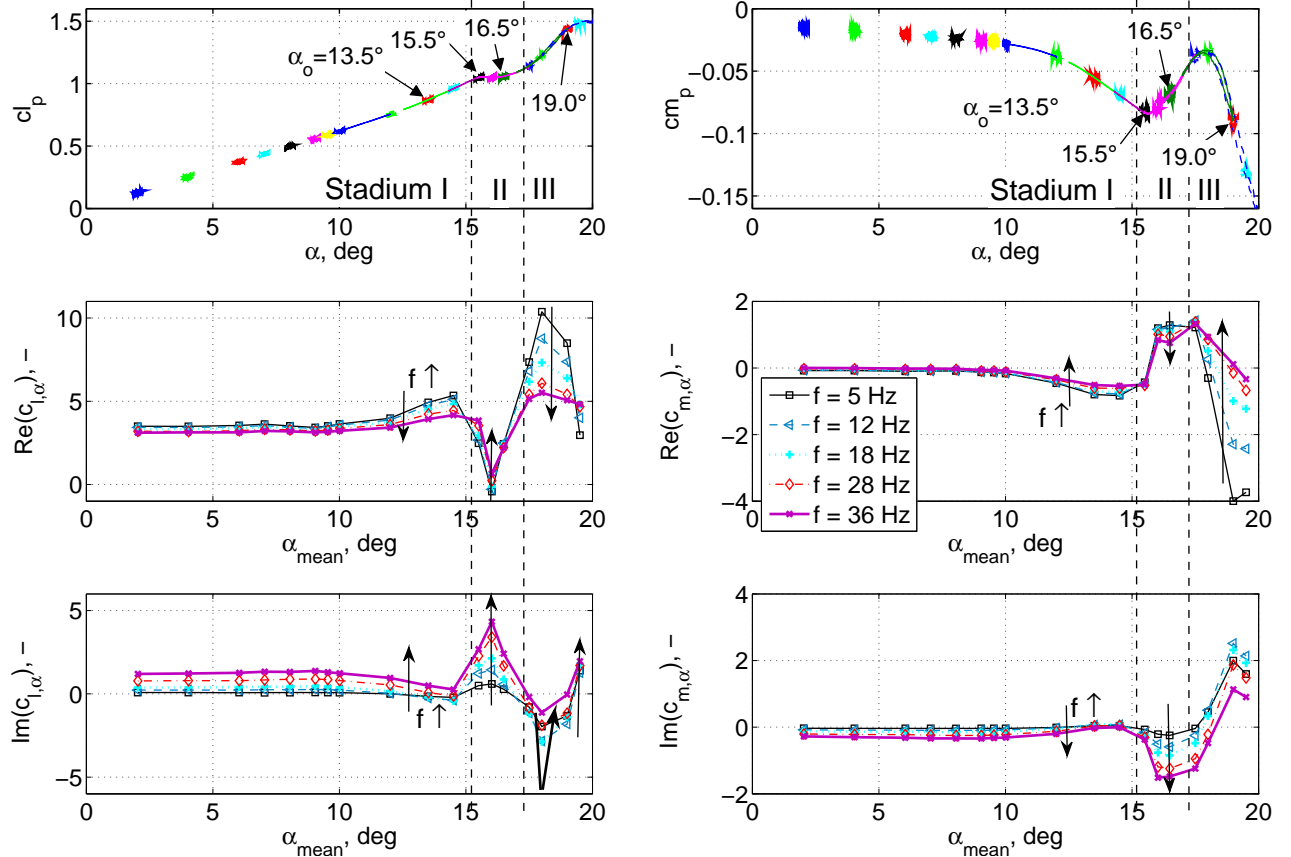


Abbildung 7.27: Auftriebs- und Momentenbeiwert 1 Hz ( $\Delta\alpha = 1^\circ$ ) und 36 Hz ( $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ ), Real- und Imaginärteil  $c_{l,\alpha}$  und  $c_{m,\alpha}$ , Anregungsfrequenzen  $f_{ex} = 5\text{--}36$  Hz ( $\omega^* = 0.10\text{--}0.69$ ),  $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ ,  $Ma = 0.3$ , Section 1, Darstellung als Contour-Plot siehe Abb. D.22, instationäre Druckverteilungen bei eingezeichneten  $\alpha_0$  siehe Abb. D.16 bis D.21

### Auftriebsbeiwert

**Bei niedrigeren Anstellwinkeln, bis in Stadium I**, eilt der Auftrieb der Anstellwinkelschwingung mit zunehmender Anregungsfrequenz voraus. Dies ist hauptsächlich bedingt durch den Bereich stromab der Bewegungsachse. Weiter außen am Flügel wird dieser Effekt durch den höheren Hubanteil noch verstärkt (Abschnitt 3.3.4: Abb. 3.11 und Abschnitt 7.2.2). Der Realteil und die Amplitude nehmen geringfügig ab. Es besteht nur eine schwache Abhängigkeit vom mittleren Anstellwinkel. Bei niedrigeren Frequenzen ( $\omega^* < 0.2$ ) liegt noch eine geringe Nacheilung vor, die durch den Vorderkantenbereich bewirkt wird (Abschnitt 7.2.2). Ab einem bestimmten Anstellwinkel ( $Ma = 0.3$ :  $\alpha \approx 10^\circ$ ) wird der Anstieg von  $Im(c_{l,\alpha})$  bei Erhöhung der Frequenz mit zunehmendem mittleren Anstellwinkel geringer bzw. sogar negativ. Dies liegt an der starken Nacheilung der aufrollenden Strömung. Das Verhalten ist nicht mehr linear.

**In Stadium II** liegt bei geringen Amplituden eine extreme Abhängigkeit der instationären Beiwerte vom mittleren Anstellwinkel vor. Bei  $Ma = 0.5$  findet sich daher, besonders bei Section 2, der charakteristische Einbruch von  $Re(c_{l,\alpha})$ , mit geringen oder negativen Werten, in den Verläufen nicht wieder. Der stationäre Auftrieb geht beim Zusammenbruch der Saugspitze und

dem Verschwinden der aufrollenden Strömung zurück, wenn sich der Vorderkantenwirbel bildet. Mit zunehmender Frequenz eilt der Auftriebseinbruch jedoch nach. In extremer Form ist dies am äußeren Druckschnitt zu beobachten ( $\alpha_0 = 15.5^\circ$ :  $\Phi(c_{l,\alpha}, f_{ex} = 36 \text{ Hz}) \approx +80^\circ$ ). Insbesondere die Druckverteilung unterhalb der aufrollenden Strömung wurde als sehr träge identifiziert. In diesem Anstellwinkelbereich kann die Amplitude mit der Frequenz dadurch sogar wieder ansteigen, da der Auftrieb durch die aufrollende Strömung wieder anwächst.

**Im Übergang von Stadium II zu III**, wenn der Wirbel an Intensität gewinnt, eilt der Auftrieb bis zu  $\Phi = -30^\circ$  nach ( $\text{Im}(c_{l,\alpha}) < 0$ ). Der Wirbelauftrieb setzt verzögert ein. Die Phasennacheilung des Druckanstiegs ( $\text{Re}(c_{p,\alpha,o}) > 0$ ,  $\text{Im}(c_{p,\alpha,o}) < 0$ ) an der Vorderkante, an der ehemaligen Saugspitze, ist stärker von der Frequenz abhängig. Dadurch wird die Nacheilung ( $\text{Im}(c_{l,\alpha}) < 0$ ) des Auftriebs begrenzt. Bei  $\text{Ma} = 0.3$  steigt die Phase ab  $f = 28 \text{ Hz}$  ( $\omega^* = 0.55$ ) sogar wieder leicht an. Im Übergang von Stadium I zu II und besonders von II zu III liegen also zwei Anstellwinkelbereiche mit sehr kleinem bzw. negativem Imaginärteil des Auftriebs vor.

**In Stadium III** setzt sich dies fort. Über dem überwiegenden Teil der Druckschnitte nimmt der Wirbeleinfluss ab. Die starke Nacheilung bewirkt, dass der Auftriebsabfall, oberhalb des stationären  $c_{l,max}$ , mit steigender Frequenz zu einem vorauseilenden Auftriebsanstieg wird. Die Amplitude nimmt dadurch wieder etwas zu. Die Phase scheint bei höheren Frequenzen gegen einen festen Wert zu konvergieren. Die Wirbel- bzw. die Nachlaufströmung, im stromabwärts liegenden Bereich, folgt der Bewegung nicht mehr oder nur noch geringfügig bzw. wird umgekehrt nur noch geringfügig von dieser beeinflusst. Andernfalls müsste die Phase im Sinne einer festen Totzeit des Wirbels zunächst weiter ansteigen. Das entspricht einem abnehmendem Einfluss des zirkulatorischen Parts des Auftriebs.

#### Momentenbeiwert

Der Verlauf des instationären Momentenbeiwertes ist stark abhängig von der Verschiebung des Wirbels. Die Vorzeichen von Real- und Imaginärteil wechseln durch die unterschiedliche Entwicklung der Bereiche mit Auftriebsanstieg (stromab) und -abfall (weiter stromauf) mehrfach. Der Realteil ist vor allem in Stadium II und III abhängig von der Frequenz, wenn sich die Bildung des Wirbelauftriebs verzögert. Wie beschrieben, wechselt der Realteil der instationären Drücke durch die starke Nacheilung teilweise das Vorzeichen.

Bis in Stadium I ist  $\text{Im}(c_{m,\alpha})$  zunächst  $< 0$ , da der größtenteils positive Imaginärteil des Auftriebs überwiegend stromab der 25 %-Linie erzeugt wird. Mit Annäherung an Stadium II steigt er mit der Frequenz an, weil die aufrollende Strömung im hinteren Bereich des Flügels nacheilt. Mit der Entstehung des Wirbels dreht  $\text{Im}(c_{m,\alpha})$  schlagartig wieder ins Negative, da der Wirbelauftrieb nahe der Vorderkante nacheilt. Mit der Wanderung stromabwärts wechselt der  $\text{Im}(c_{m,\alpha})$  wieder ins positive (vergl.  $\text{Im}(c_{p,\alpha})$ , Section 2,  $\alpha_0 = 16.5^\circ$ ).

Das Vorzeichen der Phase hängt bei geringen Anstellwinkeln und in Stadium I von der Schnittposition und dem stationären Verlauf ab. Vor allem am äußeren Schnitt steigt die Nacheilung des Moments schon ab mittleren Anstellwinkeln von unter  $\alpha_0 = 10^\circ$  mit Zunahme von  $f_{ex}$  und  $\alpha_0$  an. In Stadium II und III erhöht sich die Nacheilung des Moments mit der Frequenz, auch wenn teilweise dessen Richtung bzw. die Vorzeichen von Real- und Imaginärteil wechseln.

### 7.2.4 Einfluss der Anstellwinkelamplitude

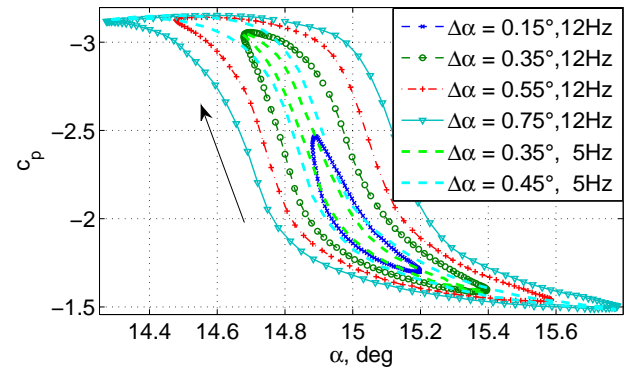
Weiterhin wurde die Anstellwinkelamplitude bei verschiedenen mittleren Anstellwinkeln, Anströmmachzahlen und Anregungsfrequenzen variiert. Mit zunehmender Amplitude verändern sich durch die nichtlinearen Abhängigkeiten die instationären Luftkräfte. Abrupte Veränderungen werden durch die instationären Beiwerte in geringerem Maße erfasst. Dies entspricht einer Mittelung der Effekte, die abhängig vom mittleren Anstellwinkel auftreten, was sowohl die

Phase als auch die Amplitude verändert. Die zuvor diskutierten Frequenzvariationen wurden nach den Amplitudenvariationen durchgeführt und darauf basierend deren Amplituden und mittlere Anstellwinkel mit möglichst linearem Verhalten und gutem Signal-Rausch Verhältnis ausgewählt. Der größte Einfluss der Amplitude auf die Beiwerte tritt in Stadium II und III auf (Abb. D.35). Weiter außen am Flügel ist er deutlich stärker als weiter innen. Hier treten die Veränderungen, wie das Zusammenbrechen der Saugspitze, über einem geringeren Anstellwinkelbereich auf. Neben den Auswirkungen auf die instationären Beiwerte soll im Folgenden auch das zeitliche Verhalten der Kräfte betrachtet werden. Anhand der Veränderung der Druckverteilungen und integrierten Kräfte kann auf das Verhalten der strömungsmechanischen Effekte geschlossen werden, das in den vorangegangenen Abschnitten identifiziert wurde.

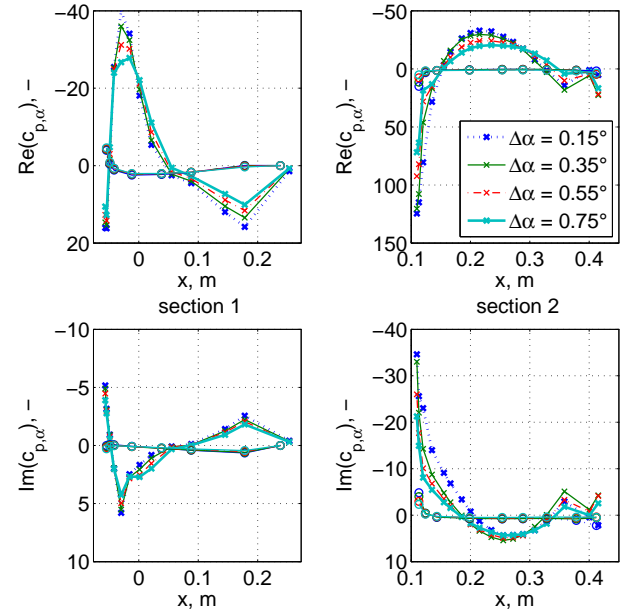
## Druckbeiwerte

Die hohe, nichtlineare  $\alpha$ -Abhängigkeit der Druckverteilungen, vor allem in Stadium II beim Bilden des Vorderkantenwirbels (Abb. 7.28(a)), wird schon anhand der nahezu stationären Messungen ersichtlich (Abb. 7.8(b)). Der Charakter der Druckverteilungen wechselt teilweise schon bei geringen  $\Delta\alpha$  zwischen dem der anliegenden und der wirbelbehafteten Strömung hin und her (Abb. D.30).

Bezogen auf den Anstellwinkel steigt mit einer Erhöhung der Amplitude auch die absolute Nacheilung der auftretenden Effekte an. Das betrifft besonders den Auftriebsanstieg und -abfall bei der Wirbelbildung und dessen Verschiebung sowie den Zusammenbruch der Saugspitze. Bei konstanter Anregungsfrequenz ist dies ein Einfluss der linearen Erhöhung der tatsächlichen Bewegungsgeschwindigkeit ( $\bar{\alpha} = 4\Delta\alpha \cdot f$ ). Schematisch ist eine solche Nacheilung mit einer festen Phase zwischen Druck und Bewegung in Abb. D.31 dargestellt. Auch die Effekte selbst weisen eine Hysterese auf. Die Strömung bleibt auf der einen Seite länger anliegend und auf der anderen aber auch länger abgelöst. Beispielsweise zeigt der Vergleich zwischen  $\Delta\alpha = 0.55^\circ$  und  $\Delta\alpha = 0.75^\circ$  (Abb. 7.28(a)), dass zwischen  $\alpha = 14.5^\circ$  und  $14.7^\circ$  hierdurch bei einer größeren Amplitude eine etwas höhere Sogwirkung an der Vorderkante erreicht wird. Jene Erhöhung um wenige Prozent reicht aus, um die integrierten Beiwerte verstärkt zu beeinflussen. Im Vergleich zur schematischen Darstellung liegt also neben einer einfachen Phasennacheilung lokal noch eine Verstärkung einzelner Effekte vor. Hierdurch dominieren die unterschiedlichen Effekte die Variation der Druckverteilungen und ihr zeitliches Verhalten unterschiedlich stark. Bei den integrierten Beiwerten resultiert dies in einem Überschießen der



(a) Druckbeiwert über Anstellwinkel, Section 2, Sensor an der Vorderkante auf der Modelloberseite



(b) Instationäre Druckverteilung Ober- und Unterseite, Section 1 und 2

Abbildung 7.28: Variation von  $\Delta\alpha$ ,  $\alpha_0 = 15^\circ$ ,  $f_{ex} = 12$  Hz,  $Ma = 0.5$ , MK 1 [139]

stationären Werte (vergl. Abschnitt 2.2.2). Des Weiteren zeigt die Abbildung auch hier die Erhöhung der Nacheilung und eine geringe Erhöhung der Amplitude mit Zunahme der Frequenz (vergl. Abb. 7.26  $\alpha_0 = 15.5^\circ$ ).

Bei den instationären Druckbeiwerten bewirkt das nichtlineare - in Stadium II s-förmige - Verhalten von  $c_p(\alpha)$  auf der einen Seite eine Verringerung der grundharmonischen Amplitude (Abb. 7.28(b)) und auf der anderen eine deutliche Erhöhung der höherharmonischen Antworten, wenn  $\Delta\alpha$  erhöht wird. Die nichtlinearen Effekte treten mit einer Verzögerung sowohl im aufsteigenden wie auch abfallenden Part der Bewegung auf. Hierdurch steigen, wie am Beispiel der Lissajous Figuren (Abb. 2.14) erläutert, die ungeraden Vielfachen an (siehe auch Schema in Abb. D.31). Durch den Verstärkungseffekt bilden sich, wie bei einem Überspringen, teilweise acht-förmige oder doppelacht-förmige Verläufe von  $c_p(\alpha)$  aus. Dies erhöht die geraden Vielfachen.

Außerdem kann die Grundharmonische nur den linearen Gradienten widerspiegeln. Dieser nimmt besonders in Stadium II und III bei größeren  $\Delta\alpha$  ab, da der steilste Anstieg nur in einem sehr geringen Anstellwinkelbereich vorliegt und der Auftriebsverlauf Wendepunkte enthält. Die steilsten Gradienten werden somit unterschätzt. In Stadium I ist es teilweise umgekehrt. Die Frequenzvariationen hatten gezeigt, dass beim Übergang von Stadium II in III die instationären Beiwerte mit Zunahme des mittleren Anstellwinkels zunächst ansteigen und danach wieder absinken, wenn der Wirbel weiter nach innen und weg von der Oberfläche wandert. Durch diesen Effekt steigen die instationären Druckbeiwerte und auch die integrierten Beiwerte mit Zunahme von  $\Delta\alpha$  zunächst ebenfalls an (Abb. 7.29 und D.32,  $\alpha_0 = 15^\circ$ ).

### Auswirkungen auf die integrierten Beiwerte

Auch die integrierten Beiwerte werden beeinflusst durch die Nacheilung und die Intensitätsänderung sowie die erhöhte Nichtlinearität der beschriebenen lokalen Effekte.

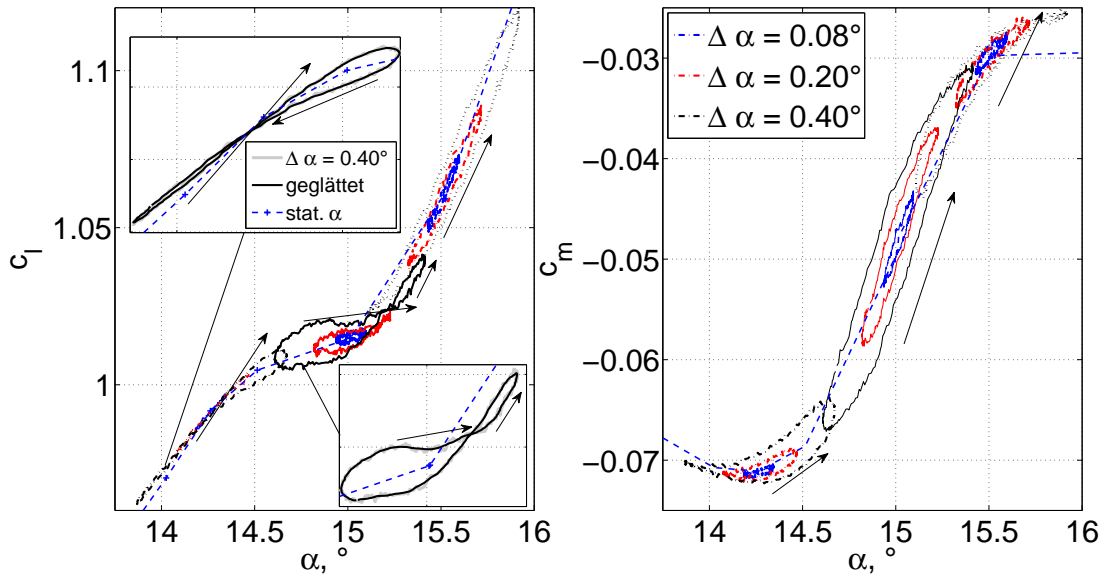


Abbildung 7.29: Amplitudenvariation,  $c_l$  und  $c_m$  über  $\alpha$ ,  $\alpha_0 = \{14.3^\circ, 15.0^\circ, 15.5^\circ\}$ ,  $f_{ex} = 18 \text{ Hz}$ ,  $\text{Ma} = 0.5$ , Section 1

Grundsätzlich zeigt sich das Verhalten, das bei geringeren Amplituden ermittelt wurde, auch bei den höheren Amplituden. Die Nacheilung der lokalen Effekte bewirkt jedoch, dass dieses Verhalten verzögert und somit nicht bei den selben Anstellwinkeln wie bei den geringeren Amplituden auftritt. Das gilt besonders für den Übergang von Stadium I in II und von II in III. Wie bei den lokalen instationären Beiwerten verändert dies auch die Phase der integrierten Beiwerte. Bei z.B.  $\alpha_0 = 15^\circ$  (Abb. 7.29 und D.32) geht das Verhalten von einer länger anliegenden Strömung, also einem Vorauseilen des Auftriebs (vergl.  $\alpha_0 = 14.3^\circ$ ), in ein Nacheilen

des Wirbelauftriebs (vergl.  $\alpha_0 = 15.5^\circ$ ) und damit einer negativen Phase über. Die Phase der grundharmonischen instationären Luftkräfte variiert dabei entsprechend der Wahl des mittleren Anstellwinkels und des jeweiligen Anteils der auftretenden Effekte. Hierdurch ergibt sich bei  $\alpha_0 = 15.0^\circ$  ein acht-förmiger Verlauf von  $c_l$ , aufgetragen über  $\alpha$  (Abb. 7.29). Die Amplitude der grundharmonischen Antwort steigt durch den zusätzlichen Wirbelauftrieb an (Abb. D.33). Die Phase der instationären Luftkräfte verändert sich mit  $\Delta\alpha$ , da die Strömungszustände variieren und diese ein unterschiedliches zeitliches Verhalten aufweisen.

Eine Erhöhung der Amplitude oder Frequenz der Erregung bewirkt auch bei den integrierten Beiwerten eine Verstärkung und größere Nacheilung des auftretenden Verhaltens (Abb. D.34).

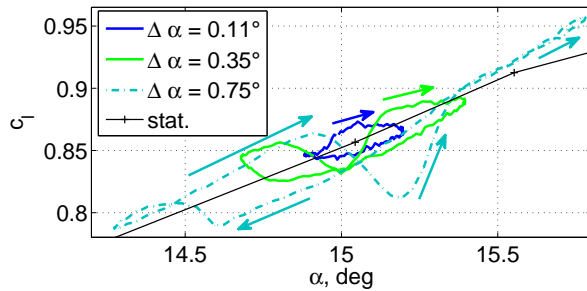


Abbildung 7.30: Amplitudenvariation, Zusammenbruch der Saugspitze und Wirbelbildung und Wanderung,  $c_l$  über  $\alpha$ ,  $\alpha_0 = 15.04^\circ$ ,  $f_{ex} = 12$  Hz,  $Ma = 0.5$ , Section 2, MK 1

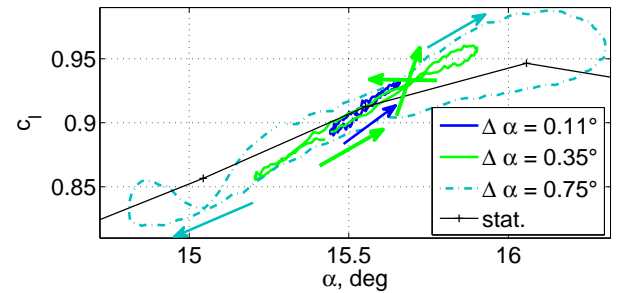


Abbildung 7.31: Amplitudenvariation, Wirbelwanderung und maximaler Auftrieb,  $c_l$  über  $\alpha$ ,  $\alpha_0 = 15.54^\circ$ ,  $f_{ex} = 12$  Hz,  $Ma = 0.5$ , Section 2, MK 1

Abhängig vom jeweiligen  $\alpha_0$  entwickelt sich eine Dominanz und stärker werdende Hysterese von instationären Effekten, die mit zunehmender Amplitude das Gesamtverhalten verändern: Bei niedrigeren Anstellwinkeln, in Stadium I, bleibt die Saugspitze und die sich aufrollende Strömung bis zu höheren Anstellwinkeln erhalten. Hierdurch verschiebt sich mit zunehmender Amplitude auch der Einbruch des Auftriebs beim Übergang zu Stadium II (Abb. 7.29,  $\alpha_0 = 14.3^\circ$ ). Vor allem beim äußeren Schnitt kann dies die Auftriebs- und Momentenverläufe stark verändern. Auf der einen Seite eilt der Zusammenbruch der Saugspitze (Abb. 7.30,  $\Delta\alpha = 0.75^\circ$ :  $\alpha$  von  $14.9^\circ$  bis  $15.2^\circ$ ) und das Bilden und Wandern des Wirbels nach (ab  $15.2^\circ$ ). Auf der anderen Seite tritt auch das Wiederanlegen der Strömung an der Vorderkante ( $15.75^\circ$  bis  $14.5^\circ$ ) und das Aufrollen an der Hinterkante verzögert auf. Sofern ein Effekt bei geringeren Amplituden identifiziert werden konnte, war er auch bei höheren, bei etwa demselben Phasenwinkel der Sinusbewegung, wiederzufinden. Beispielsweise vollzieht sich der Auftriebsanstieg beim Übergang von Stadium II in III bei ähnlichen Phasenwinkeln der Bewegung, also nicht bei ähnlichen absoluten Anstellwinkeln. Die Phasenverschiebung der instationären Beiwerte bliebe somit konstant. Deren Variation wird, entsprechend einer Mittelung, durch die unterschiedliche Stärke und Dominanz der nichtlinearen Veränderungen der strömungsmechanischen Effekte hervorgerufen.

Zwar tritt der Wirbelauftrieb im dynamischen Fall später auf, in Stadium III bleibt er jedoch, wie bei einer Erhöhung der Frequenz, auch bis zu höheren Anstellwinkeln erhalten. Dies deckt sich mit dem bekannten Verhalten, dass der Wirbel sich verzögert von der Oberfläche entfernt und Richtung Flügelmitte wandert (Abschnitt 2.2.2). Somit verringert sich dessen Wirkung auch erst bei höheren Anstellwinkeln als im stationären Fall. Dies konnte auch anhand instationärer PIV-Aufnahmen für diesen Versuch nachgewiesen werden [54]. Außerdem bleibt beim absinkenden Ast der Anstellwinkelschwingung auch der Zustand länger erhalten ( $Ma = 0.5$ ,  $\alpha > 16^\circ$ ), bei dem sich der Wirbel weiter von der Oberfläche entfernt hat und zur Mitte gewandert ist. Somit geht, nahe  $c_{l,max}$ , der nacheilende Auftrieb wieder in einen vorausseilenden über (Abb. 7.31,  $\Delta\alpha = 0.75^\circ$  vs.  $0.11^\circ$  und  $0.35^\circ$ ).

Die acht-förmigen Verläufe werden durch die unterschiedliche Veränderung der Nacheilung der lokalen Effekte verstärkt. Das betrifft besonders den Übergang von Stadium I in II und von II in III. Eine Erhöhung der Bewegungsgeschwindigkeit vergrößert den Unterschied. Die Nacheilung des Auftriebsabfalls, stromauf des Druckminimums unter dem Wirbel, steigt stärker an als des Auftriebsanstiegs (Abschnitt 7.2.3). Das verstärkt in Stadium II beim Verringern des Anstellwinkels (Downstroke) den Unterschwinger von  $c_l$ , bevor sich an der Nase die Saugspitze und die anliegende Strömung wieder aufbauen. Der Wirbelauftrieb im stromabliegenden Bereich ist dann schon deutlich reduziert. Die integrierten Beiwerte, besonders die Momentenverläufe, weisen bei höheren Amplituden somit teilweise zusätzliche Nichtlinearitäten auf, die bei kleineren Amplituden nicht auftreten. Bei Amplituden ab  $\Delta\alpha \approx 1^\circ$  dominieren die zuvor genannten primären Effekte, z.B. des längeren Wirbelauftriebs oder der späteren Bildung des Wirbels.

Das Signal-Rausch Verhältnis und die Signaldistorsion werden bei größeren Amplituden schlechter. Jedoch ist bei sehr geringen Amplituden das Wirksignal relativ schwach, daher war bei MK 3 eine Amplitude von  $0.15^\circ$  ( $Ma = 0.3$ ) bzw.  $0.12^\circ$  ( $Ma=0.5$ ) besser geeignet als  $0.08^\circ$ . Bei Anstellwinkeln nahe oder oberhalb von  $c_{l,max}$  wird durch die dynamische Überhöhung zum einen das Signal mit Erhöhung von  $\Delta\alpha$  stärker. Zum anderen wird, wie bei der Erhöhung der Anregungsfrequenz, die grundharmonische Amplitude der instationären Drücke erhöht und die Distorsion verringert. Die integrierten Beiwerte verhalten sich ähnlich wie die Druckbeiwerte. Auch bei diesen (Abb. D.35) ist auffällig, dass höhere Amplituden oberhalb von  $c_{l,max}$  ein besseres SNDR und eine geringere Distorsion aufweisen. Das liegt an der besseren Signalstärke im Vergleich zum hohen Grundrauschen in diesem Stadium (vergl. Abschnitt 7.1.5). Jedoch war auch der Anteil der Höherharmonischen am zusätzlichen spektralen Inhalt größer.

### Weitere Anregungsformen

Bei den Tests mit einer Rauschanregung bis 30 Hz bei Amplituden von max.  $\hat{\alpha}(f_{ex}) < 0.02^\circ$  ergab sich eine gute Übereinstimmung mit der sinusförmigen Erregung (Abb. D.36). Die Phase der instationären Druckbeiwerte stimmt bei den unteren Anstellwinkeln gut überein (Marker + und  $\times$  wirken bei Deckung wie \*). Die Amplitude der Antwort der Rauschanregung ist jedoch geringfügig niedriger (bis in Stadium I,  $< 5-10\%$  in relevanten Bereichen). Lediglich bei  $\alpha_0 = 15.5^\circ$  ( $Ma=0.3$ ) treten größere Abweichungen der Phase auf. In diesem Anstellwinkelbereich (Ablösen des Wirbels) liegt also selbst bei sehr geringen Amplituden ( $< 0.02^\circ$  gegenüber  $0.15^\circ$ ) ein Einfluss des nichtlinearen strömungsmechanischen Verhaltens vor. Im abgelösten Bereich in Stadium III werden die Unterschiede der Amplitude und auch der Phase größer ( $< 20\%$ ). Wie im vorigen Abschnitt erläutert, ist das vermutlich durch die sehr geringen Signalstärken und die hohen Fluktuationen, die auch die Güte der Bewegung verringern, zu erklären. Außerdem sind bei diesen geringen Winkeländerungen die relativen Messunsicherheiten höher.

Zusätzlich wurden Tests mit überlagerten Sinusschwingungen unterschiedlicher Frequenz, jedoch gleicher Amplitude ( $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ ), durchgeführt und mit der einfachen Sinusform verglichen (Abb. D.37). Im oberen Anstellwinkelbereich, ab Stadium II, zeigen sich erkennbare Unterschiede der instationären Druckbeiwerte (Abb. D.38) zwischen allen drei Varianten. Insbesondere die Abweichungen der Phase sind bei 18 Hz größer als bei 36 Hz. Dies gilt auch für die integrierten instationären Beiwerte. Zum einen ist im Anstellwinkelbereich mit wirbeldominierter Strömung also der absolute Ausschlag der Bewegung von entscheidender Bedeutung. Dieser ist bei der kombinierten Bewegung größer. In den untersuchten Fällen änderte sich der Strömungszustand während der Schwingung nicht wesentlich. Dies bewirkt vor allem eine Veränderung der Amplitude der instationären Beiwerte. Zum anderen sind durch die Überlagerung die instationären Beiwerte der niedrigeren Frequenzen stärker betroffen.



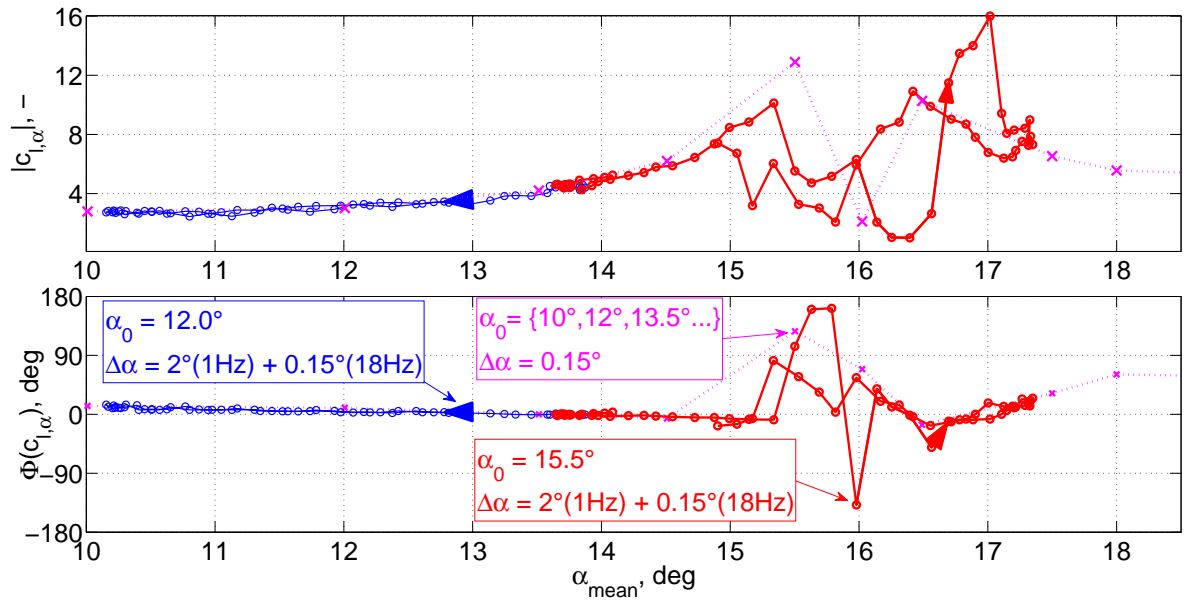


Abbildung 7.32: Kurzzeit Übertragungsfunktion von 18 Hz Schwingungen (Auswertelänge 1.5 Perioden), überlagerte 1 Hz ( $\Delta\alpha = 2^\circ$ ) und 18 Hz ( $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ ) und einfache 18 Hz ( $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ ) Sinus-Schwingungen, verschiedene  $\alpha_0$ , Section 2,  $Ma = 0.3$ , vergl. Abb. D.39

Abschließend soll die amplitudenabhängige Hysterese des Bildens und Wiederanliegens der Wirbelströmung dargestellt werden. Hierfür wurde eine Überlagerung einer 1 Hz ( $\Delta\alpha = 2^\circ$ ) und einer 18 Hz ( $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ ) Schwingung verwendet (Abb. 7.32 und D.39). Die Übertragungsfunktionen der 18 Hz Schwingung, ermittelt mit Hilfe von Kurzzeit-Fourier-Transformationen (Short time Fourier Transform, ähnlich gefensterten FFTs), weisen deutliche Unterschied zwischen dem aufsteigenden und dem absteigenden Ast der niederfrequenten Anstellwinkelschwingung auf. Die Superposition, selbst mit einer niedrigen Anregungsfrequenz von 1 Hz, ruft starke Hystereseeffekte hervor. Zum Vergleich sind die integrierten instationären Beiwerte von einfachen Sinusschwingungen mit  $\Delta\alpha = 0.15^\circ$  dargestellt.

### Zusammenfassende Betrachtung des Amplitudeneinflusses

Entscheidende Einflüsse der Erhöhung der Bewegungsamplitude sind also eine Hysterese des Auftretens und wieder Verschwindens der Effekte, die auch bei geringeren Amplituden gefunden wurden. Dies verursacht zum einen eine stärkere Nacheilung und zum anderen eine Überhöhung der Variation der Beiwerte. Es tritt z.B. ein höheres  $c_{l,max}$  als bei konstanten Anstellwinkeln auf. Die Effekte und damit die Veränderungen der Luftkräfte treten bei anderen Anstellwinkeln, durch die Periodizität jedoch bei ähnlichen Phasenwinkeln der Bewegung, auf.

Das zeitliche Verhalten der Luftkräfte wird mit Erhöhung von  $\Delta\alpha$  zunehmend dominiert durch:

1. Ein stärkeres Nacheilen des Zusammenbrechens der Saugspitze und des Ablösens der Strömung an der Vorderkante;
2. Das verzögerte Wandern des Wirbels und des Wiederanliegens der Strömung.

Dies würde für eine Superposition von Bewegungen, mit mindestens einer größeren Amplitude, deutlich veränderte Strömungszustände und Luftkräfte in Abhängigkeit von jener Bewegungsform bedeuten. Die relevante Größe ist hierbei abhängig von der Anströmmachzahl, dem mittleren Anstellwinkel und der Frequenz. Bei  $Ma = 0.5$  kann, besonders in Stadium II am äußeren Schnitt, schon bei Amplituden von  $\Delta\alpha > 0.2^\circ$  und Frequenzen von  $f_{ex} > 1$  Hz ( $\omega^* = 0.01$ ), mindestens jedoch ab 5 Hz ( $\omega^* = 0.06$ ), von ersten stärkeren Einflüssen auf den Charakter und das zeitliche Verhalten ausgegangen werden.

Auf die instationären Beiwerte wirkt eine Erhöhung der Amplitude wie eine Mittelung über die Ergebnisse bei angrenzenden mittleren Anstellwinkeln bei geringeren Amplituden. Ein zuneh-

mender spektraler Inhalt verlagert sich durch das nichtlineare Verhalten in die höherharmonischen Anteile. Die Phase wird besonders durch die Veränderung des strömungsmechanischen Zustandes beeinflusst. Im Falle der acht-förmigen Verläufe des Auftriebs kann dies sogar eine Änderung von nacheilend in vorauseilend und umgekehrt bedeuten. Eine veränderte Frequenzabhängigkeit des einfachen Amplitudeneinflusses konnte nicht festgestellt werden. In Stadium II sind erste Amplitudeneinflüsse selbst zwischen einer Sinusschwingung mit einer Amplitude von  $\Delta\alpha = 0.15^\circ$  und einer Rauschanregung mit  $\hat{\alpha}(f_{ex}) < 0.02^\circ$  zu beobachten. In Stadium III wird durch die größere Bewegungsgeschwindigkeit der fundamentale Wirkanteil erhöht und die instationären Luftkräfte hierdurch sogar wieder linearer. Bei einer Überlagerung von nieder- und höherfrequenten Schwingungen ist die Abhängigkeit der instationären Beiwerte bei letzteren geringer und wirkt sich wie eine ungewichtete Mittelung aus. Auf die niederfrequenten Schwingungen macht sich die Nichtlinearität der Effekte stärker bemerkbar. Diese wird durch die maximalen Ausschläge hervorgerufen und dominiert das Verhalten ungleichmäßig.

## 7.2.5 Transsonische Strömung

Wie in Abschnitt 7.1.3 erläutert, treten bei höheren Machzahlen Überschallgebiete mit Verdichtungsstößen auf, die das Verhalten und die Position des Wirbels verändern. Die Abbildung 7.33 zeigt einen Fall, der durch Stoßeffekte, und Abb. 7.34 einen, der durch die Wirbelströmung dominiert wird. Weiterhin kann die Abhängigkeit der instationären Drücke von  $f_{ex}$  und  $\alpha_0$  anhand der Druckschnitte nachvollzogen werden (Abb. D.42, siehe auch [140]).

Bis zu einem Anstellwinkel von ca.  $11^\circ$  wachsen das Überschallgebiet und die Saugspitze an. Die Saugspitze hat eine größere und stärker mit der Frequenz ansteigende Nacheilung als der Stoß am Ende des Überschallgebietes. Oberhalb von  $11^\circ$  wandert der Stoß stromauf und wird schwächer ( $\Rightarrow \text{Re}(c_{p,\alpha}) > 0$ ). Dies ist z.B. bei Section 2 bei  $\alpha_0 = 12.0^\circ$  und  $12.6^\circ$  zu erkennen (Abb. D.42). Das Überschallgebiet verkleinert sich. Im hinteren Bereich kann das typische Verhalten der aufgerollten Strömung identifiziert werden. Es ist vergleichbar mit dem bei niedrigeren  $\text{Ma}_\infty$ . Die typische Druckverteilung des ausgebildeten Wirbels ist erst bei höheren Anstellwinkeln zu identifizieren. Somit deutet sich die Wirbelentstehung zuvor durch die inverse Stoßbewegung an bzw. tritt mit dieser zusammen auf.

Der entstehende Wirbel (Abb. 7.34) induziert instationäre Luftkräfte in ähnlicher Größenordnung wie der Stoß. Die zusammenbrechende Saugspitze und vor allem die inverse Stoßbewegung erzeugen entlang der Vorderkante einen hohen, stark nacheilenden, lokalen Auftriebsabfall. Verglichen mit subsonischen Bedingungen ist dieser stärker und betrifft ein größeres Gebiet. Außerdem ist der stromaufwärts wandernde Stoß von größerer Bedeutung als die Saugspitze. Hierdurch ist das Gebiet mit hohem dynamischen Abtrieb (bei  $\text{Re}(c_{p,\alpha})$ : blaue Färbung), besonders im Innenbereich des Flügels, stromabwärts verschoben.

Am Ansatzpunkt des Wirbels (Abb. 7.34: Nahe VK bei Section 1) wird durch das Überschallgebiet in einem größeren Bereich entlang der Vorderkante Auftrieb induziert als bei subsonischer Strömung (vergl. Abb. D.12). Die Nacheilung ist etwas geringer als die des Auftriebs durch den Wirbel. Die Amplitude ist deutlich kleiner. Im Hinterkantenbereich des äußeren Kinks entstehen zwischen dem Hauptwirbel und dem Tipwirbel höhere instationäre Drücke als bei den subsonischen Messungen (Abb. D.12). Die Umlenkung des Verlaufs des Hauptwirbels ist auch bei den instationären Druckverteilungen zu erkennen. Die CFD Untersuchungen hatten vorhergesagt, dass durch den Stoß auch die vertikale Form und Position des Wirbels und somit auch die Wirkung auf die Oberfläche beeinflusst wird [90].

Wie bei den subsonischen Fällen, liegt im oberen Anstellwinkelbereich, nahe oder oberhalb des maximalen Auftriebs, eine sehr starke Nacheilung des Wirbelauftriebs vor. Diese wird durch das Überschallgebiet scheinbar noch verstärkt. Auch hier wird der Auftriebsabfall mit steigender Anregungsfrequenz wieder zu einem Anstieg.



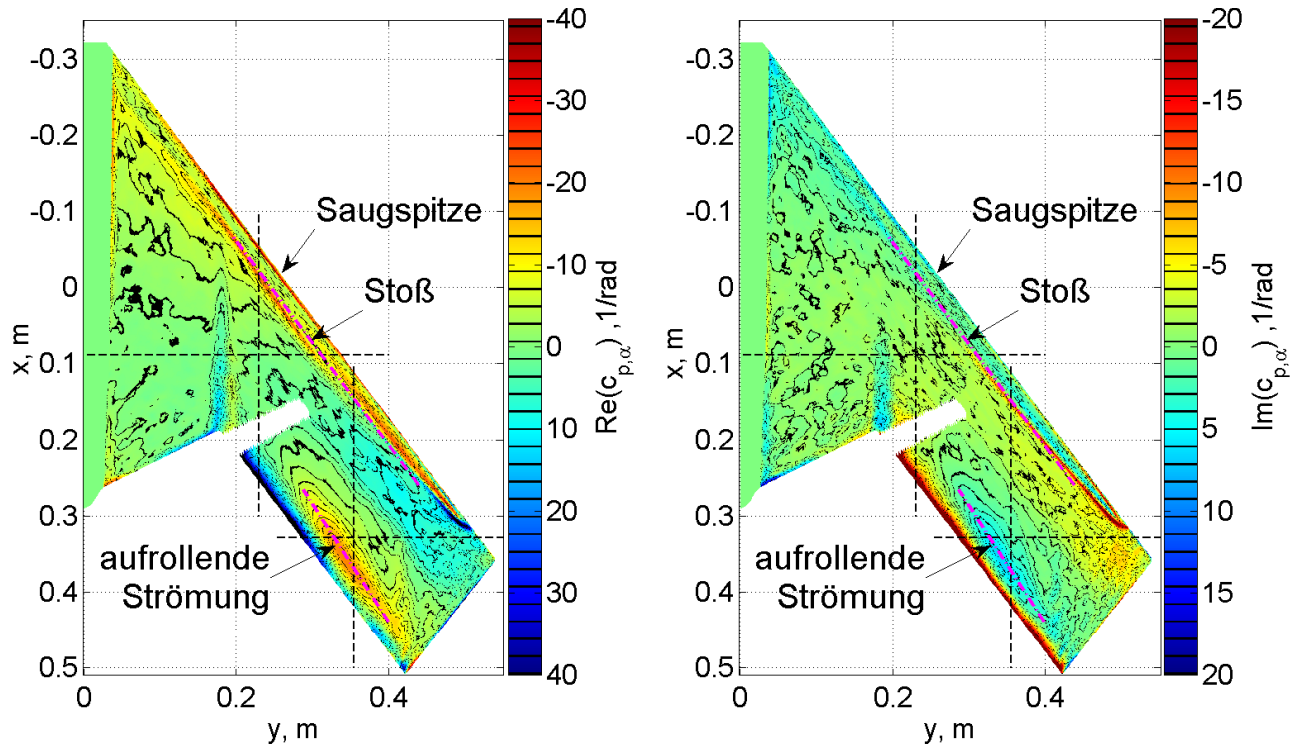


Abbildung 7.33: Real-/ Imaginärteil von  $c_{p,\alpha}$  (iPSP), -- Markierung: Lokale Amplitudenmaxima und nahe Sections 1 - 4,  $\alpha = 11.06^\circ \pm 0.2^\circ$ ,  $f_{ex} = 36$  Hz,  $Ma = 0.7$ , Mittelwert Abb. D.40, MK 3

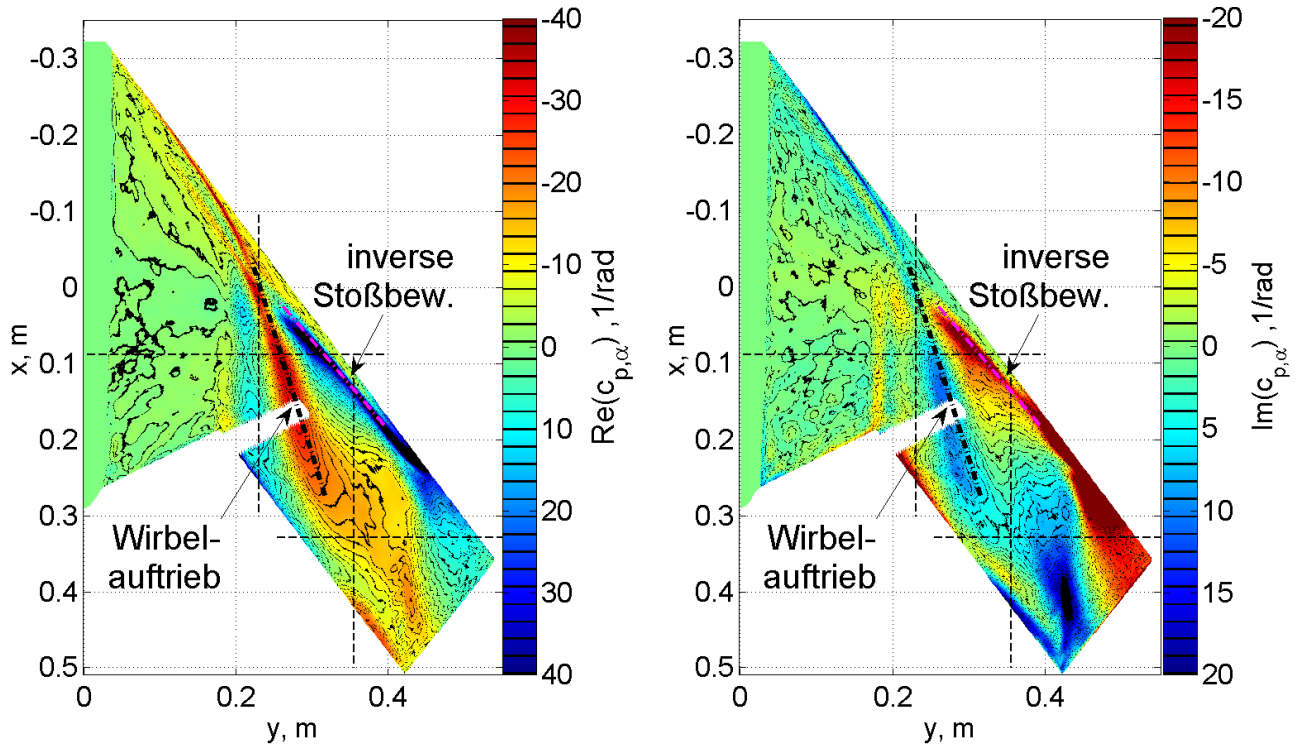


Abbildung 7.34: Real-/ Imaginärteil von  $c_{p,\alpha}$  (iPSP), -- Markierung: Lokale Amplitudenmaxima und nahe Sections 1 - 4,  $\alpha = 14.06^\circ \pm 0.2^\circ$ ,  $f_{ex} = 36$  Hz,  $Ma = 0.7$ , Mittelwert Abb. D.41, MK 3

Die sektionalen instationären Auftriebs- und Momentenverläufe verhalten sich ähnlich den subsonischen, wobei besonders bei Section 2 auch im unteren Anstellwinkelbereich, schon ab  $\alpha > 6^\circ$ , eine nichtlineare Abhängigkeit vom mittleren Anstellwinkel vorherrscht (Abb. D.43 und D.44).

## 7.2.6 Wirkung der instationären Luftkräfte auf eine schwingende Struktur

Das Verhalten der instationären Luftkräfte bei einer Nickschwingung ist nun bekannt. Hieran schließen sich zwei Fragen an: 1. Welche Arbeit wird durch die Luftkräfte bei der Nickbewegung verrichtet? 2. Welche Wirkung hätten die Kräfte auf eine verformbare Struktur?

### Betrachtung der Energiebilanz über eine Schwingungsperiode

Die lokale Arbeit der wirbeldominierten Strömung an der nickenden Struktur lässt sich durch die Betrachtung der Energiebilanz (Abschnitt 5.3.4) über einer Periode nachvollziehen (vergl.  $c_{p,\alpha}$  Abschnitt 7.2.1).

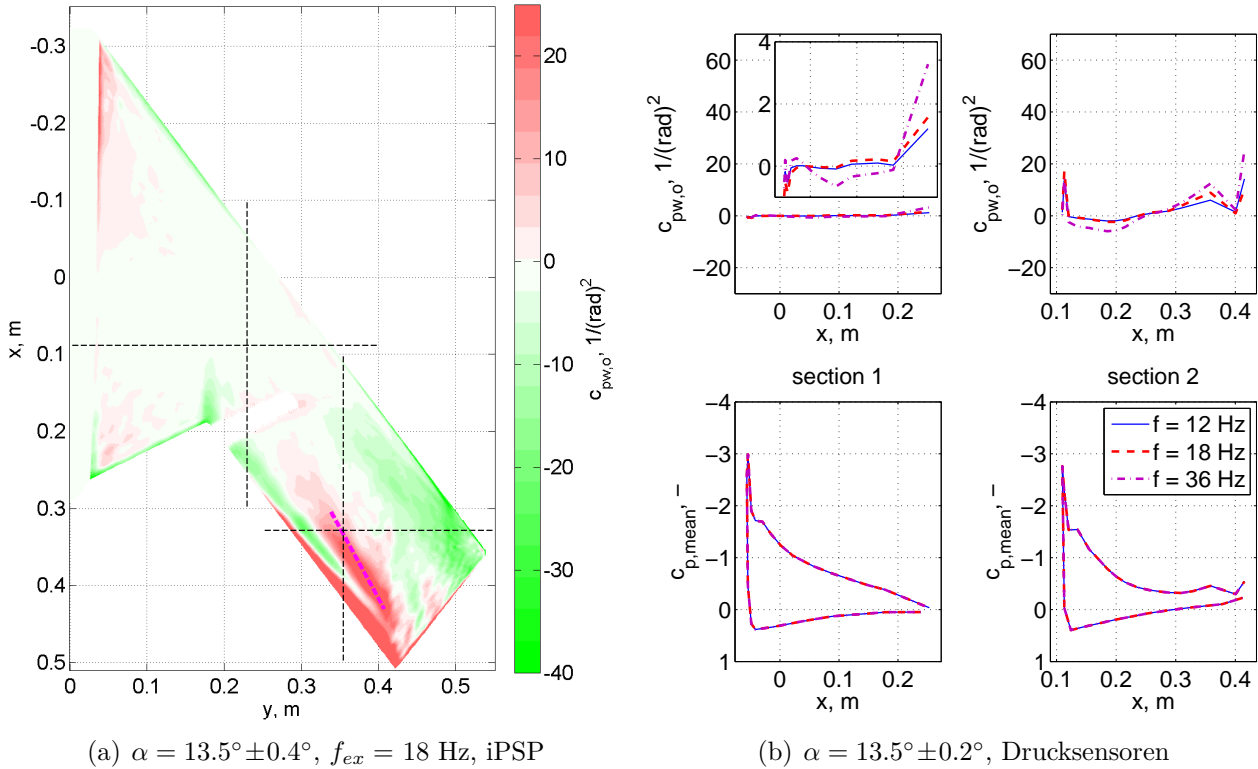


Abbildung 7.35: Energiebilanz  $c_{pw,o}$  (iPSP und Drucksensoren auf der Oberseite) normiert mit  $1/(\Delta\alpha)^2$  (Gl. 5.35),  $>0$  destabilisierend (Energie von Fluid zu Bewegung),  $<0$  stabilisierend, Markierung -- bei iPSP: Lokales max. von  $|c_{p,\alpha}|$  (magenta) und Schnitte für Druckauswertung nahe Sections 1 - 4, vergl.  $c_{p,\alpha}$  Abb. 7.20,  $\alpha_0 = 13.5^\circ$ ,  $Ma = 0.5$ , MK 3

Stromab der Nickachse wird im Bereich der Saugspitze an der Vorderkante Energie von der Strömung an die Struktur abgegeben (z.B. Abb. 7.36(b) section 2:  $x \approx 0.11$  m). Das verstärkt sich mit Erhöhung von  $\alpha_0$  und  $f_{ex}$ . Weiterhin wirken sowohl die aufrollende Strömung (Markierung nahe HK) als auch der ausgebildete Vorderkantenwirbel (Markierung in Abb. 7.36(a)) und der Hinterkantenwirbel destabilisierend. Dies gilt für Bereiche mit positivem, nacheilendem Auftrieb ( $\text{Re } \Delta c_{p,\alpha} > 0$ ,  $\text{Im } \Delta c_{p,\alpha} < 0$ ). Bei  $\alpha_0 = 16.5^\circ$  entsteht der Wirbel an der Vorderkante nahe der Nickachse. Dieser Flügelabschnitt vollführt also nahezu eine reine Nickbewegung mit sehr geringem Hubanteil (vergl. Abb. 3.9). Weiter stromab, entlang des Wirbels, wird durch die höheren Bewegungsamplituden in einem großen Bereich verstärkt Energie von der Strömung an die Struktur abgegeben, obwohl die instationären Drücke sehr gering sind (vergl. Abb. 7.21). Im Bereich des

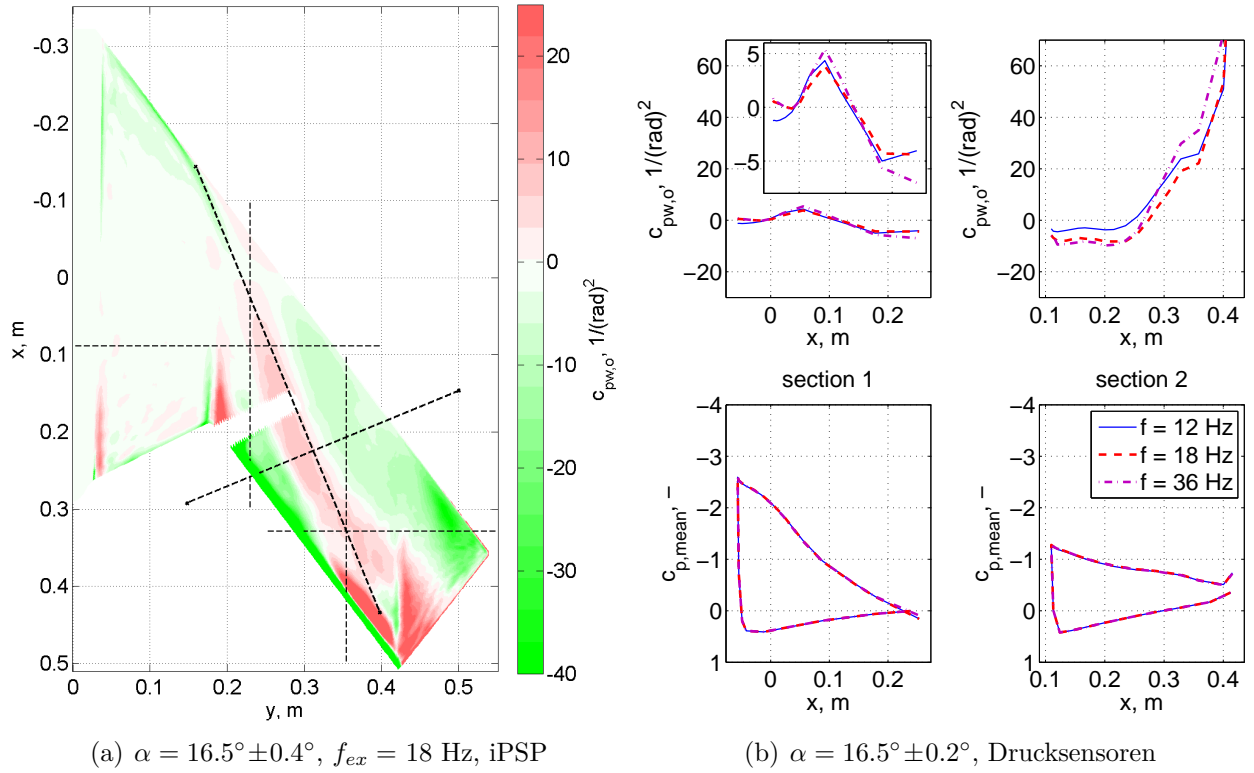


Abbildung 7.36: Energiebilanz  $c_{pw,o}$  (iPSP und Drucksensoren auf der Oberseite) normiert mit  $1/(\Delta\alpha)^2$  (Gl. 5.35),  $>0$  destabilisierend (Energie von Fluid zu Bewegung),  $<0$  stabilisierend, Markierung -- bei iPSP: Lokales max. von  $|c_{p,\alpha}|$  und Schnitte für Druckauswertung (Abb. D.13) und nahe Sections 1 - 4, vergl.  $c_{p,\alpha}$  Abb. 7.21,  $\alpha_0 = 16.5^\circ$ ,  $Ma = 0.5$ , MK 3

Zusammenbruchs der Saugspitze bzw. des Auftriebsabfalls, weiter außen, muss für die Bewegung Arbeit verrichtet werden.

Abbildung D.45 ( $\alpha_0 = 15.5^\circ$ ) zeigt den Status beim Übergang der aufrollenden Strömung zur Bildung des Vorderkantenwirbels. Im Außenbereich des Flügels ist die Saugspitze schon zusammengebrochen. Stromab bewirkt die Wirbelströmung großflächig, nahezu parallel zur Vorderkante, einen positiven, destabilisierenden Energieeintrag.

Bei  $\alpha_0 = 19.5^\circ$  (Abb. D.46) liegt im äußeren Bereich wieder ein positiver Energieeintrag vor. Die starke Nacheilung des bewegungsinduzierten Auftriebs entsteht dort durch die Interaktion der bewegten Oberfläche mit der trägen Nachlaufströmung. Die instationären Drücke sind gering, jedoch ist die Bewegungsamplitude hier sehr hoch.

Bei transsonischer Strömung, bei geringen Anstellwinkeln, wird durch die nacheilende Vergrößerung des Überschallgebietes Energie von der Strömung an die Struktur abgegeben (bis  $\alpha_0 = 11^\circ$ ). Bei höheren Anstellwinkeln, wenn der Stoß stromauf wandert, wird nur noch im Bereich von der Saugspitze bis zum Stoß zusätzliche Energie induziert ( $\alpha_0 = 11.06^\circ$ , Abb. 7.37). Bei  $\alpha_0 = 13.6^\circ$  kehrt sich dies um. Die aufrollende Wirbelströmung geht in den Wirbel über, der zur Mitte hin wandert, und die Saugspitze bricht ein. Ab hier zeigt sich das von subsonischen Bedingungen bekannte Verhalten.

Durch die Verschiebung des Wirbels stromauf des Stoßes, an das Ende des Überschallfeldes, werden die Position und der Verlauf des Unterdruckgebietes unterhalb des Wirbels verändert (Abschnitt 7.2.5). Hierdurch wird ein großer Bereich des Hauptflügels destabilisiert (Abb. 7.38). Das Überschallgebiet selbst hat eine negative Energiebilanz, da es schwächer wird und der instationäre Abtrieb nacheilt.

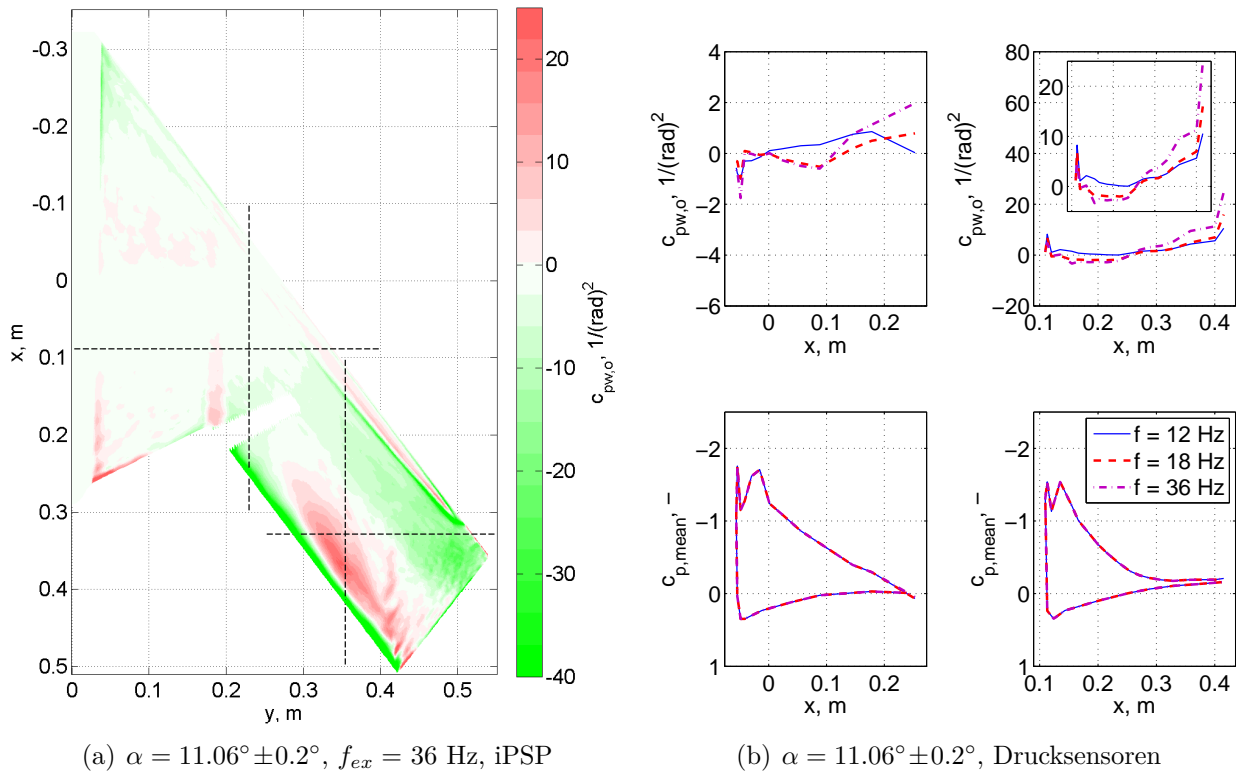


Abbildung 7.37: Energiebilanz  $c_{pw,o}$  (iPSP und Drucksensoren Oberseite) normiert mit  $1/(\Delta\alpha)^2$ ,  $>0$  destabilisierend (Energie von Fluid zu Bewegung), Markierung -- bei iPSP: Schnitte für Druckauswertung nahe Sections 1 - 4, vergl. Abb. 7.33,  $\alpha_0 = 11.06^\circ$ ,  $Ma = 0.7$ , MK 3

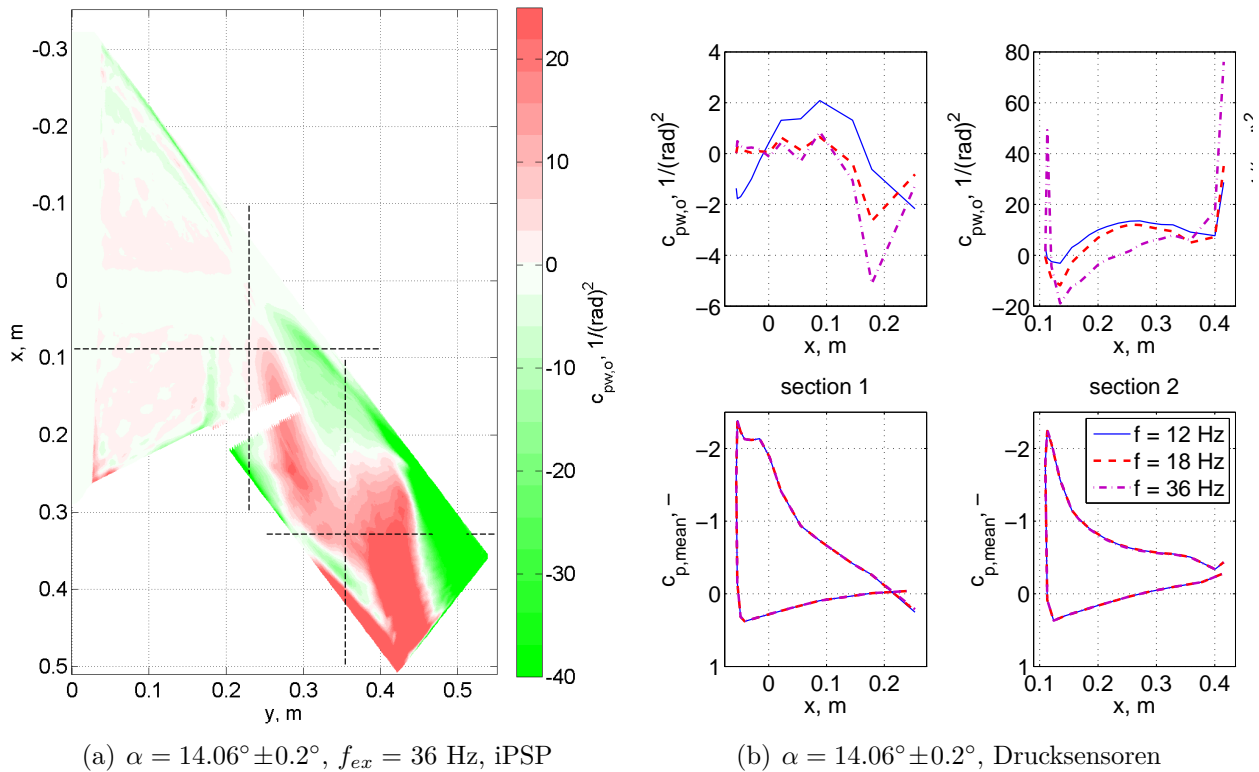


Abbildung 7.38: Energiebilanz  $c_{pw,o}$  (iPSP und Drucksensoren Oberseite) normiert mit  $1/(\Delta\alpha)^2$ ,  $>0$  destabilisierend (Energie von Fluid zu Bewegung), Markierung -- bei iPSP: Schnitte für Druckauswertung nahe Sections 1 - 4, vergl. Abb. 7.34,  $\alpha_0 = 14.06^\circ$ ,  $Ma = 0.7$ , MK 3

Eine Erhöhung der Frequenz verstärkt die jeweiligen Effekte. Nur im oberen Anstellwinkelbereich nimmt der Energieeintrag bei höheren Frequenzen ab, da die Phasennacheilung der instationären Luftkräfte  $90^\circ$  übersteigt. Bei niedrigeren Anstellwinkeln ( $\leq$  Stadium I) ist der Energieeintrag bei geringeren Frequenzen teilweise positiv. Dies wird durch die Nacheilung der anliegenden Strömung im Vorderkantenbereich hervorgerufen (Abschnitt 7.2.2).

Stromauf der Nickachse dreht sich das Vorzeichen des Energieeintrags durch die Umkehr der vertikalen Bewegungsrichtung um. Im Gebiet mit ansteigendem Wirbelauftrieb wird Energie an die Strömung abgegeben. In den Bereichen, in denen der Wirbelauftrieb geringer wird, ist das umgekehrt.

Beim Tipwirbel liegt eine veränderte Phase gegenüber dem Hauptwirbel vor. Wie zuvor beschrieben, eilt der instationäre Auftrieb leicht voraus. Dadurch wirkt der Tipwirbel größtenteils stabilisierend bzw. kehrt sich auch hier die Wirkung um. Dies liegt zum einen am spannweitig ansteigenden Hubanteil. Zum Beispiel eilt der effektive dem geometrischen Anstellwinkel an der Vorderkante des äußeren Kinks, bei  $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ ,  $f_{ex} = 36 \text{ Hz}$  und  $\text{Ma} = 0.3$ , um  $24^\circ$  voraus ( $\alpha_{ind} \sim \dot{z}/U_\infty$ ) und weist eine Überhöhung um 11% auf (vergl. Voraussellung von  $c_{p,\alpha}$  am Tip z.B. bei  $\alpha_0 = 13.5^\circ$  Abb. 7.20). Zum anderen ist das Verhalten am Tip zu geringeren Anstellwinkeln, mit einem früheren Zusammenbrechen, verschoben.

Somit ist die Veränderung des Anstellwinkels ein wesentlicher Einfluss auf das zeitliche Verhalten der bewegungsinduzierten Luftkräfte bei wirbeldominierter Strömung. Anders ausgedrückt sind die bewegungsinduzierten, lokalen Luftkräfte stark abhängig vom relevanten effektiven Anstellwinkel am Entstehungsort des Wirbels. Der lokale Energieeintrag ist zusätzlich abhängig von der Phase der Bewegung sowie der lokalen Bewegungsamplitude.

Bei der wirbeldominierten Strömung ist der primäre Einfluss auf die instationären Luftkräfte die Nacheilung des strömungsmechanischen Effektes (Abschnitt 7.2.1). Dies ist vor allem eine Veränderung des zirkulatorischen Parts, der stark vom stationären Verhalten abhängt (z.B. Abbildung 7.8). Durch den charakteristischen Verlauf von Wirbeln können sich der Ort der Entstehung bzw. Beeinflussung, z.B. die Vorderkante, und das Gebiet, wo sich dies auswirkt, überwiegend entlang der Wirbelachse (z.B. Abb. 7.21), deutlich unterscheiden. Das kann besonders gut anhand der Verteilung der Phase der Luftkräfte nachvollzogen werden.

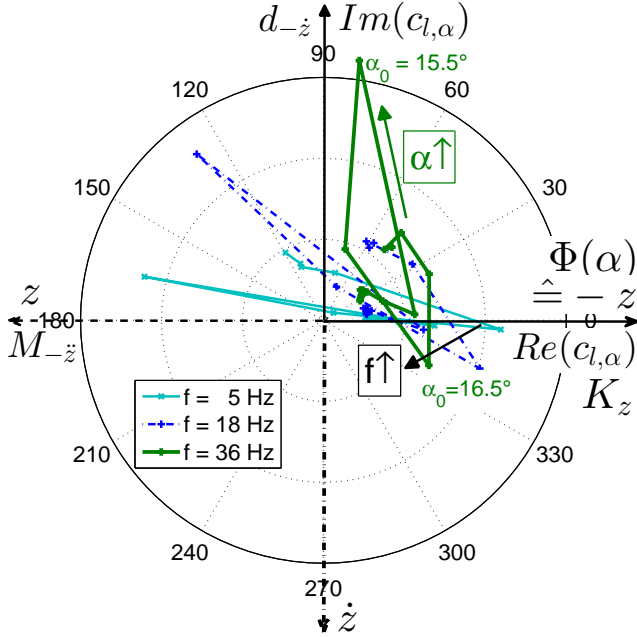
Durch den tütenförmigen Verlauf einer Wirbelströmung wirkt sie nur auf einen Teilbereich eines Flügels. Mit zunehmendem mittleren Anstellwinkel verschiebt sich dieser in Richtung Flügelmitte. Wird der Verlauf des Wirbels verändert, z.B. durch einen Hinterkantenwirbel oder einen Stoß an der Vorderkante, so dass er länger parallel zum Flügel verläuft, wirken u.U. auf einen größeren Bereich destabilisierende Luftkräfte. Hinzu kommt, dass die Nacheilung der Luftkräfte entlang der Achse des Wirbels ansteigt. Auch kann die Wanderung des Wirbels durch die Geometrie, z.B. durch eine rundere Vorderkante im Mittelbereich, behindert werden, so dass die Destabilisierung über einem größeren Anstellwinkelbereich wirkt. Außerdem weisen die instationären Kräfte eines Tipwirbels einen Phasenversatz zum Hauptwirbel auf (Abschnitt 7.2.1 flächige Druckverteilungen). Hierdurch wäre auch eine Anregung höherer Moden oder ein zusätzlicher Energieeintrag möglich.

### **Wirkung der integrierten Beiwerte auf ein strömungsparalleles Flügelsegment**

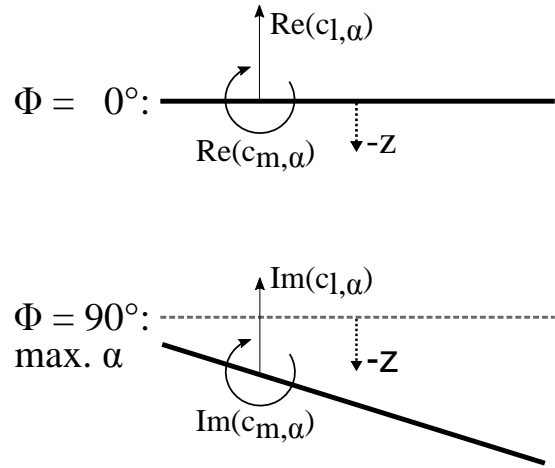
Zur Vereinfachung sei die Wirkung der instationären Luftkräfte bei wirbeldominierter Strömung, analog zu [9], an einem schwingenden, strömungsparallelen Flügelsegment dargestellt (Abb. 7.39). Durch die Flügelpfeilung wird der Anstellwinkel zunehmend durch den Gradienten ( $dz/dy_{||}$ ) der Biegung der elastischen Achse ( $\sim -\sin(\varphi = 53^\circ) = -0.8$ ) und immer weniger



durch deren Torsion ( $\sim \cos(\varphi) = 0.6$ ) dominiert [4]. Wegen des starken wash-out Effekts verhalten sich der Anstellwinkel und die Biegung um  $180^\circ$  versetzt zueinander (Abb. 7.39). An einem Segment entspricht es einer Rotationsachse, die stromauf der Vorderkante liegt. Somit wird das aeroelastische Verhalten zunehmend durch den Auftrieb bzw. das Biegemoment und weniger durch das Nickmoment dominiert. Die Geschwindigkeit des Hubanteils induziert einen zusätzlichen Anstellwinkel ( $\sim -\dot{z}/U_\infty$ ), der dem Anstellwinkel durch den wash-out Effekt um  $\Phi = 90^\circ$  vorausseilt (Abschnitt 3.3.4). Wie eingangs erwähnt, lag bei dem Flügel des B1 Bombers bei einer solchen Bewegungsform ein LCO von hauptsächlich einem Freiheitsgrad vor.



(a) Argand Diagramm  $c_{l,\alpha}$  mit Phase



(b) Hilfsskizze für Phase zwischen Biegeform, Anstellwinkel und Luftkräften

Abbildung 7.39: Argand Diagramm mit Phase für  $c_{l,\alpha}$  und  $c_{m,\alpha}$ , Anregungsfrequenzen  $f_{ex} = 5\text{--}36\text{ Hz}$  ( $\omega^* = 0.10\text{--}0.69$ ),  $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ ,  $\text{Ma} = 0.3$ , Section 2; Biegeform und instationäre Kräfte an einem stark gepfeilten Flügel

Das Segment vollführt, wie Section 2 am IWEX Modell, eine Schwingung um eine Rotationsachse vor dem Profil (Abb. 7.39(b)). Ein positiver Anstellwinkel entsteht bei einer Abwärtsbewegung ( $-z$ ). Die Wirkung durch eine Strukturverformung ( $zK_z$ ), Dämpfung ( $-\dot{z}d_{-\dot{z}}$ ), Trägheitskraft ( $-\ddot{z}M_{-\dot{z}}$ ) und eine komplexe Auftriebskraft sind in einem Argand-Diagramm (Abb. 7.39(a)) abgebildet. Positive Imaginärteile eilen der Bewegung mit  $\Phi = 90^\circ$  voraus und sind damit in Phase zur Geschwindigkeit  $-\dot{z}$ . Als Hilfsvorstellung ist dies im unteren Teil der Skizze 7.39(b) abgebildet.

Ein  $\text{Re}(c_{l,\alpha}) > 0$  bewirkt eine aerodynamische Rückstellkraft gegenüber der Auslenkung  $-z$ . Sie ist besonders hoch beim Übergang von Stadium I in II, wenn die aufrollende Strömung am weitesten stromaufwärts gewandert ist, und von II in III, wenn sich der Wirbel gerade an der Vorderkante gebildet hat (vergl. z.B. Abb. D.24). Sie ist besonders gering bzw. negativ, wenn die Saugspitze zusammenbricht und die aufrollende Strömung des hinteren Bereich des Flügels in den Vorderkantenwirbel übergeht (vergl.  $\alpha_0 = 15.5^\circ$ ).

Hingegen stellt ( $\text{Im}(c_{l,\alpha}) > 0$ ), wie etwa durch den induzierten Anstellwinkel durch die Hubgeschwindigkeit ( $-\dot{z}/U_\infty$ ), eine aerodynamische Dämpfung dar. Bei der Nacheilung des Wirbelauftriebs wird diese negativ ( $\text{Im}(c_{l,\alpha}) < 0$ ). Dies passiert einmal in Stadium I durch die aufrollende Strömung und im Übergang von Stadium II in III (vergl.  $\alpha_0 = 16.5^\circ$ ) durch die verzögerte Bildung und Verstärkung des Vorderkantenwirbels.

Eine Erhöhung der Frequenz bewirkt im Anstellwinkelbereich von Stadium II zu III einen Abfall der Phase und somit eine stärkere Anfachung des Systems. Bei Erhöhung des Anstellwinkels wandert der Wirbel Richtung Flügelmitte bzw. Hinterkante des Segmentes und der lokale Wirbelauftrieb wird schwächer. Weiterhin vergrößert sich das Gebiet mit Auftriebsabfall (lokal  $\text{Re}(c_{l,\alpha}) < 0$ ) im vorderen Bereich. Auch hier eilt der Effekt der Bewegung nach ( $\Rightarrow \text{Im}(c_{l,\alpha}) > 0$ ). Dies wirkt stabilisierend. Somit liegt nur in einem kleinen Anstellwinkelbereich eine Destabilisierung des Segmentes vor.

Der Realteilverlauf des instationären Momentenbeiwertes hat bei dem deformierbaren Flügel, mit starkem wash-out Effekt, durch die Anstellwinkelveränderung einen direkten Einfluss auf die aerodynamische Steifigkeit. Sie wird bei einem positiven Auftriebsanstieg ( $\text{Re}(c_{l,\alpha}) > 0$ ) verringert, wenn  $\text{Re}(c_{m,\alpha}) < 0$ . Dies hängt jedoch vom variierenden Zusammenspiel zwischen erzeugtem Auftrieb im Vergleich zur Momentenänderung ab (vergl. Knick in  $c_l$  über  $c_m$  Kurve, Abb. D.7). Eine solche Verringerung ist knapp oberhalb des Übergangs von Stadium II in III relevant, wenn der Auftrieb wieder ansteigt und der Wirbel stromabwärts wandert (vergl. Abb. 7.8). Ein negativer  $\text{Im}(c_{m,\alpha})$  hat denselben Effekt auf den Imaginärteil des Auftriebs bzw. die Verwindung. Durch den nacheilenden Anstellwinkel wird die Nacheilung des Auftriebs verstärkt. Dies tritt bei Anstellwinkeln knapp unterhalb des Übergangs von Stadium II in III auf, wenn die Wirbelbildung an der Vorderkante verzögert wird, dreht bei höheren Anstellwinkeln jedoch wieder ins Positive.

Auf eine reine Torsionsschwingung um eine elastische Achse an der 25%-Linie ( $x/c_{\text{lokal}}$ ) wirken der positive  $\text{Im}(c_{m,\alpha})$  im oberen Anstellwinkelbereich von Stadium I und besonders in Stadium III (Abb. D.24ff) destabilisierend. Die Torsion ist jedoch mit einer Auftriebsveränderung und dadurch einer Biegung mit starkem wash-out verbunden. Durch die entgegen gerichtete Anstellwinkeländerung wird die Rotationsachse stromaufwärts verschoben.

Zur Vereinfachung sei eine kombinierte Betrachtung des instationären Momentenbeiwertes und Auftriebs für eine Bezugsachse an der Vorderkante des Segmentes durchgeführt (Abb. D.47). Dies ist analog zum Vorgehen bei einer Instabilität eines Torsions-Freiheitsgrad und trägt der Dominanz der Biegeform mit wash-out Rechnung. Im Wesentlichen entspricht das Ergebnis dem der Betrachtung des Auftriebs. Bei dem inneren Schnitt liegt die stärkste Anfachung bei etwas höheren Anstellwinkeln ( $19^\circ$  statt  $18^\circ$ ) vor, ein Effekt des negativen Momentenverlaufs bei  $\alpha_0 > 18^\circ$ . Jene Betrachtung ist jedoch, insbesondere auf Grund der Wahl einer festen Achslage und deren Position, nur eine Hilfsdarstellung, um das komplexe Verhalten und den Einfluss des Momentes zu verdeutlichen. Eine analoge Betrachtung des Energieeintrags führt zu ähnlichen Ergebnissen (Gl. 5.30). Mit Zunahme der Amplitude kann auch hier der Mittelungseffekt nachvollzogen werden (Abb. D.48). Hierdurch wird die lokale Anfachung der Bewegung geringer, was die Begrenzung der Amplitude bei LCOs erklären kann.

### 7.3 Kritische Betrachtung der Sekundäreffekte und deren Auswirkung auf die Ergebnisse bei unterschiedlichen Konfigurationen und Messtechniken

Wie im Kapitel über die physikalischen Grundlagen erläutert, ist die wirbeldominierte Strömung bei runden Vorderkanten sehr sensibel bezüglich der Geometrie und Transitionsvorgängen. Daher soll im Folgenden der Einfluss der unterschiedlichen Beschichtungen und der Maßnahmen zur Transitionsfixierung diskutiert werden. Weiterhin wird ein kurzer Vergleich zwischen den Messdaten der iPSP und der Druckaufnehmer durchgeführt. Wegen der sehr hohen Lasten wird außerdem die stationäre und dynamische Verformung des Modells quantifiziert.

### 7.3.1 Beschichtung und Transitionsfixierung

Auf Grund der Notwendigkeit, unterschiedliche Messtechniken und -konfigurationen zu verwenden, war das primäre Ziel bei der Anwendung von Maßnahmen zur Transitionsfixierung, eine möglichst gute Vergleichbarkeit der Ergebnisse und Messkampagnen zu erreichen. Frühere PIV-Untersuchungen am F17E-Modell hatten gezeigt, dass die Streuung des Laserlichts an Transitiondots stark erhöht wird. Daher sollten diese bei MK 2 nicht verwendet werden. Hingegen hat die erhöhte Rauigkeit der iPSP-Beschichtung selbst einen Einfluss auf Transitionsvorgänge. Eine Transitionsfixierung über der Beschichtung wurde nicht angewendet, um die Farbe nicht zu beschädigen.

Verschiedene Untersuchungen (Abschnitt 2.1.3, [141]) haben gezeigt, dass durch Fixierungsmaßnahmen der Transition oder Oberflächeneinflüsse sowie durch die Variation der Reynoldszahl hauptsächlich die Anstellwinkel beeinflusst werden, bei denen verschiedene Effekte auftreten, wie z.B. der Zusammenbruch der Saugspitze und die Entstehung des Wirbels an runden Vorderkanten. Das charakteristische Verhalten selbst bleibt jedoch erhalten (Abb. 7.40), sofern nicht weitere Effekte wie z.B. Ablöseblasen involviert sind.

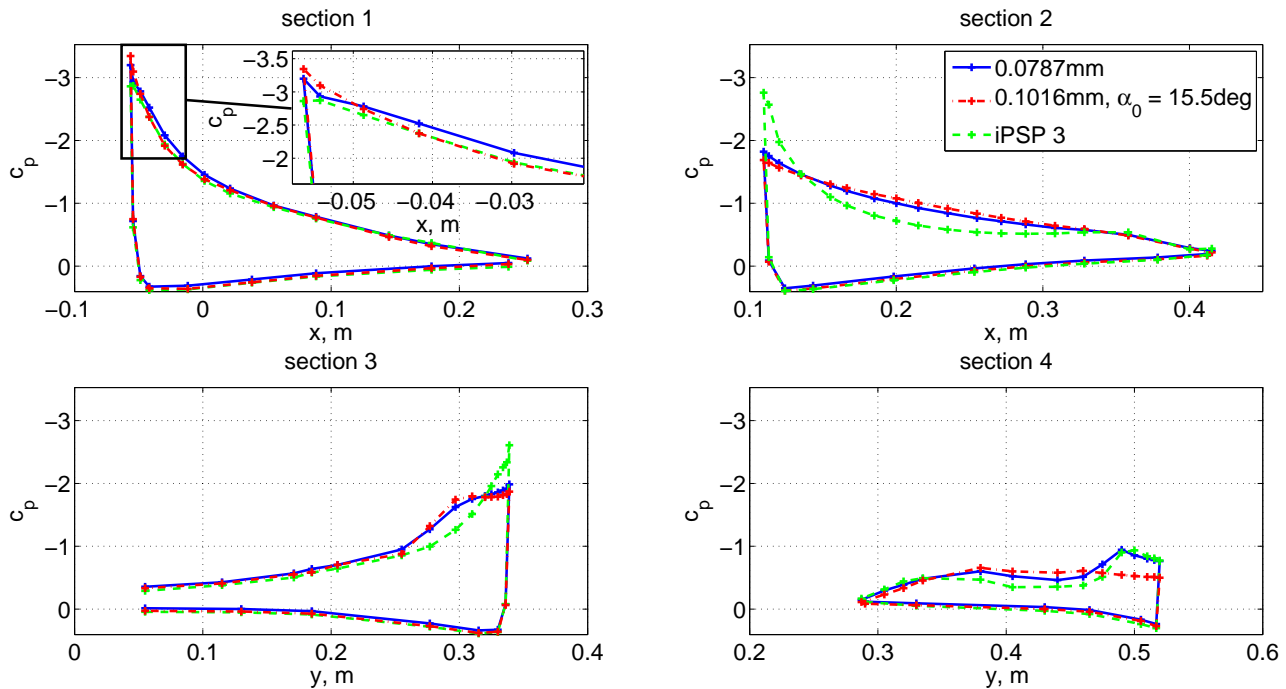


Abbildung 7.40: Druckverteilungen bei unterschiedlichen Höhen der Transitionsfixierung und Beschichtung mit iPSP,  $\alpha = 15^\circ$  und  $15.5^\circ$ ,  $Ma = 0.5$ , MK 3

Im unteren Anstellwinkelbereich ( $Ma = 0.5$ ,  $\alpha < 10^\circ$ ) ist, ohne Transitionsfixierung auf der Oberseite, das Verhalten der Auftriebsbeiwerte leicht nichtlinear. Basierend auf den Druckverteilungen ist dies vermutlich auf eine Ablöseblase zurückzuführen. Mit Fixierung und mit der iPSP-Beschichtung ist es nahezu linear und weist nur geringe Unterschiede auf (Abb. 7.41). Die Rauigkeit der Beschichtung wirkt ähnlich einer Fixierungsmaßnahme durch Erhöhung der Rauigkeit z.B. durch Carborundum. Dieses wurde bei den vorliegenden Untersuchungen aus Gründen der schlechteren Wiederholbarkeit nicht eingesetzt. Oberhalb von  $\alpha = 10^\circ$  liegt quasi kein Unterschied zwischen den Messungen ohne und mit Transitiondots der Höhe 0.0787 mm vor.

Weiterhin wurde die Wirkung von eigentlich zu hohen Transitiondots getestet. Diese rufen nur in Stadium II beim Hauptwirbel ein verändertes Verhalten hervor. Der Zusammenbruch der Saugspitze und die typische Druckverteilung unterhalb des Wirbels tritt bei einem ca.  $0.5^\circ$



höheren Anstellwinkel auf. Da sich die Wanderung des Wirbels in einem vergleichbaren Anstellwinkelbereich vollzieht, liegen etwas abruptere Veränderungen und höhere Gradienten der Beiwerte vor. Der Tipwirbel entsteht und bricht jedoch bei ähnlichen Anstellwinkeln zusammen wie mit der iPSP-Beschichtung und den Dots mit geringerer Höhe. Zur Diskussion steht jedoch, ob durch die Dots nur ein Transitionseffekt hervorgerufen wird. Dies kann auch mit einer zusätzlichen, künstlichen Energetisierung, also einer Veränderung des dreidimensionalen Verhaltens der Strömung an der Vorderkante, vermischt sein. Auf Grund der besseren Vergleichbarkeit mit den anderen Mess-Konfigurationen wurde die geringere Höhe gewählt.

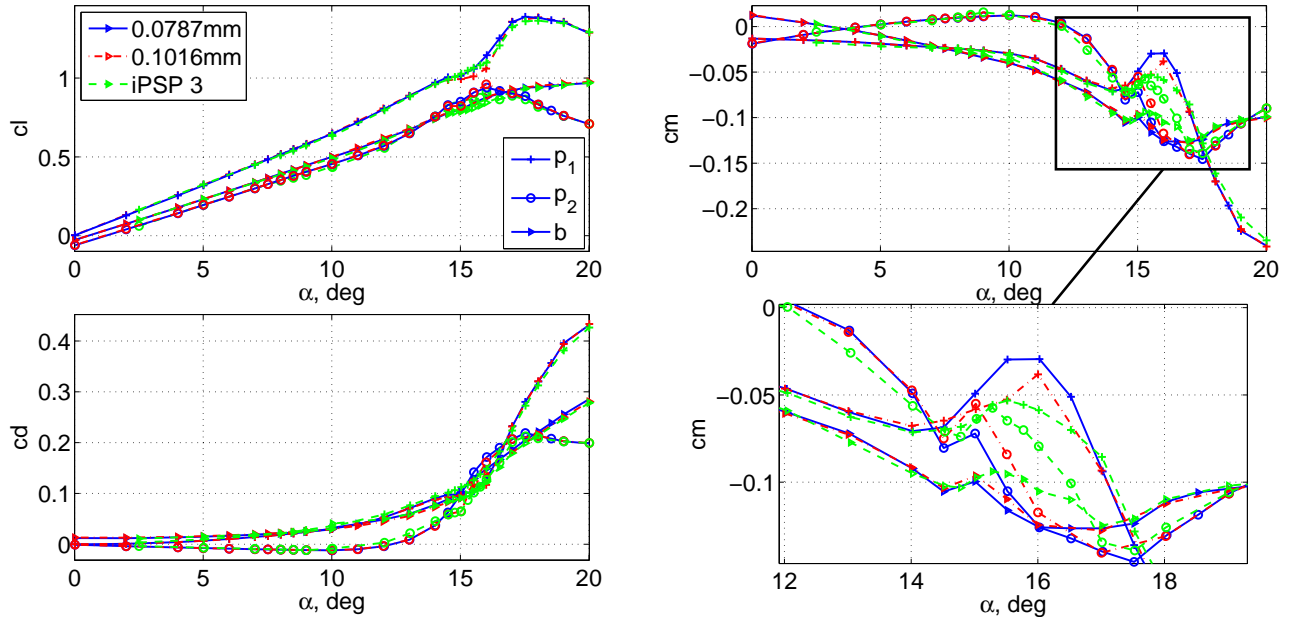


Abbildung 7.41: Einfluss der Beschichtung auf  $c_l$ ,  $c_m$  und  $c_d$ , Section 1, 2 und piezoelektrische Waage,  $Ma = 0.5$ ,  $Re = 1.8$  Mio., MK 3

Die Beschichtung mit iPSP bewirkt eine etwas schwächere Saugspitze an der Vorderkante, was sich auch auf den Momentenbeiwert auswirkt (z.B. bei  $\alpha = 13.0^\circ$ , Section 2). Weiterhin sind die Verdichtungsstöße etwas stärker ausgeprägt. Im Hinterkantenbereich ist die Erhöhung des Sogs durch die Rezirkulation etwas schwächer. Dies sind Effekte, die vermutlich auf die Veränderung der Dicke und der Form zurückzuführen sind (siehe auch [115]).

Im Übergang von Stadium II zu III deuten die iPSP-Daten eine leichte Aufspaltung der typischen Druckverteilung unterhalb des Wirbels (Abb. 7.4) nahe der vorderen Druckbohrungen an, vermutlich bedingt durch die Ränder der Bohrungen. Jene wurden während des Beschichtens durch kleine Drähte vor dem Eindringen von Farbe geschützt, welche nach dem Trocknen herausgezogen wurden. Vermutlich wird durch diese leichten Kanten jeweils ein neuer Wirbel angerissen, der sich dann mit dem weiter stromaufwärts entstehenden vereinigt. Ein ähnlicher Effekt konnte bei dem X31-Modell auf geringe Kanten an Bauteilübergängen zurückgeführt werden [142]. Dies resultiert in der erhöhten Abweichung des Nickmomentenbeiwertes (Abb. 7.41), da der Zusammenbruch der Saugspitze und die Entstehung und Verschiebung des Wirbels Richtung Flügelmitte nicht durch einen einzigen Hauptwirbel hervorgerufen wird. Hierdurch erscheint der Vorderkantensog durch den Wirbel besonders am inneren Druckschnitt schwächer und die Saugspitze wie zusammengebrochen. Weiter außen bildet sich jedoch erst bei höheren Anstellwinkeln die typische Druckverteilung unter einem Wirbel aus bzw. wirkt diese, wie wenn der Wirbel noch nicht so weit nach innen gewandert sei (Abb. D.49). Ohne iPSP-Beschichtung liegt eine gleichmäßige Verschiebung des Druckminimums vor (vergl. Abb. 7.8). Hierauf weist auch der globale Momentenverlauf hin. Außerdem waren mit Beschichtung leichte Unterschiede in dessen Ausprägung zwischen MK 1 und 3 zu erkennen. Insgesamt ist nicht davon auszugehen,

dass ein derartiger Effekt bei dem unbeschichteten Modell vorlag. Die leichte Aufspaltung verschwindet, sofern der Wirbelansatz bei geringerer spannweitiger Position als Section 1 liegt, wie bei nahezu allen hier dargestellten Fällen der instationären Messdaten. Die instationären Drücke weisen bei ähnlichen stationären Druckverteilungen vergleichbare Amplituden und Phasen auf. Bei den dargestellten Fällen wurde auf eine Vergleichbarkeit der Ergebnisse und des Verhaltens geachtet. Mit zunehmendem Auftreten von Überschallgebieten verschwinden die Unterschiede im Verhalten und die Aufspaltung ist nicht mehr zu beobachten.

Ein Vergleich der instationären Drücke aus MK 1 und 3 zeigt keine Unterschiede im Verhalten oder den hervorgerufenen Amplituden, welche nicht auf leichte Verschiebungen des stationären Verhaltens z.B. durch die Beschichtung oder Transitionsfixierung zurückzuführen sind.

### 7.3.2 Vergleich zwischen Druckmesstechniken

Im Folgenden wird kurz auf mögliche Ursachen für Unterschiede zwischen den Ergebnissen der Drucksensoren und der flächigen iPSP-Verteilungen sowie auf Bereiche mit reduzierter Genauigkeit eingegangen. Die stationären Ergebnisse werden teilweise durch Temperatureinflüsse, Effekte durch die Beleuchtung sowie sehr flache Blickwinkel oder Kanten beeinträchtigt. Ersteres ist für die instationären Ergebnisse vermutlich nicht von großer Bedeutung. Durch die starken Variationen der Druckverteilungen und den teilweise sehr flachen Blickwinkel auf das Modell sind die Ergebnisse stark abhängig von den jeweiligen Bedingungen. Der Aufbau wurde für Messungen oberhalb von  $\alpha = 10^\circ$  optimiert.

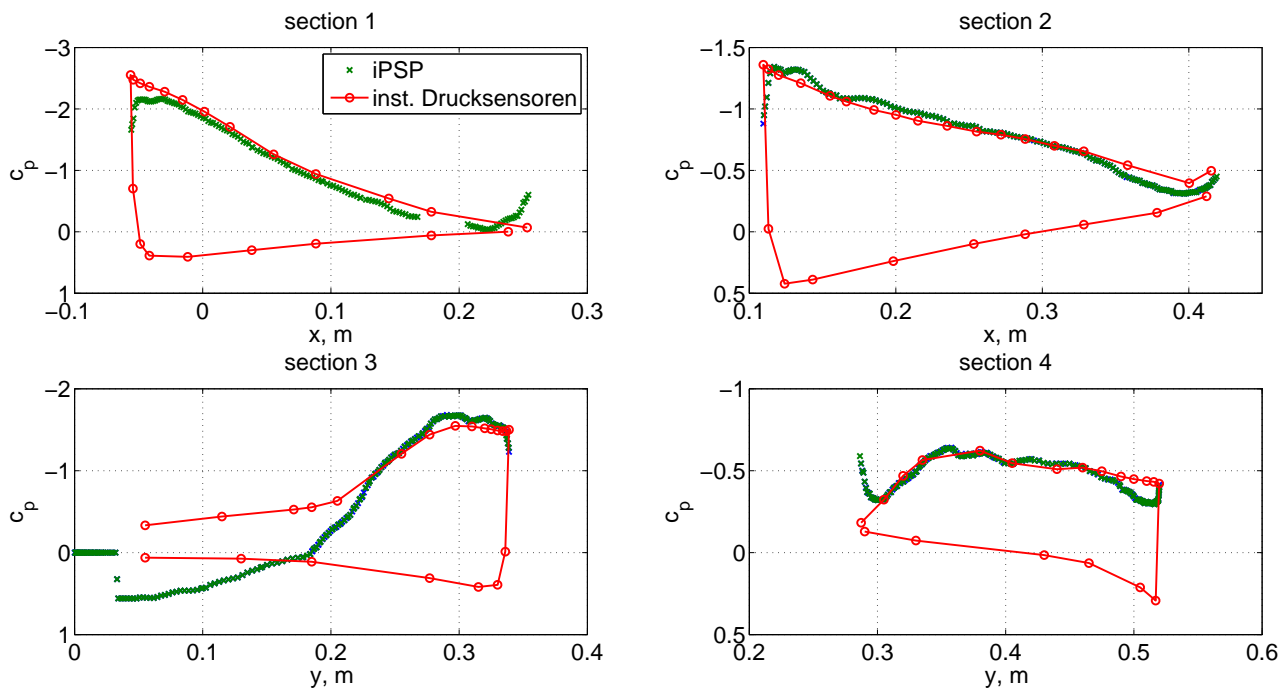


Abbildung 7.42: Druckverteilungen der Drucksensoren und iPSP,  $\alpha = 16.5^\circ$ ,  $Ma = 0.5$ , MK 3

Die Abbildungen 7.42 und D.50 zeigen zwei exemplarische Vergleiche zwischen beiden Messtechniken bei konstanten Anstellwinkeln. Da die flächigen Ergebnisse durch die Druckbohrungen beeinträchtigt sein könnten, wurden die Schnitte der iPSP-Daten zur Auswertung leicht nach innen bzw. stromauf versetzt (ca. 1 mm). Durch die Strömungsgeschwindigkeit und strömungsmechanische Effekte, wie Wirbelbildung oder Verdichtungsstöße [143], variiert die Oberflächentemperatur und beeinflusst hierdurch direkt das Ergebnis der Druckmessung (800 Pa/K). Bei  $Ma = 0.5$  variiert die Temperatur der Oberfläche, laut Messungen mit einer IR-Kamera, teilweise um bis zu 3 K zwischen dem Bereich nahe der Vorderkante und der Hinterkante. Das kann

Abweichungen von  $\Delta c_p \approx 0.3$  hervorrufen. Noch stärker fällt dies teilweise zur Flügelwurzel hin aus. Dort ist es jedoch überwiegend ein Effekt der Wärmeleitung. Zur Hinterkante und besonders zur Flügelwurzel hin wird der Druck dadurch überschätzt. Das qualitative Verhalten stimmt jedoch überein. Bei den höheren Anstellwinkeln wird nahe der Vorderkante ein zu starker Druckanstieg gemessen. Eine Erklärung hierfür sind der Temperatureinfluss des Staupunktes und der sehr flache Blickwinkel. Letzterer bewirkt eine sehr geringe Auflösung und eine deutliche Erhöhung der Messunsicherheit. Im maskierten Bereich bei Section 1 und 3 traten Effekte durch die Überlagerung zweier Beleuchtungsquellen auf, die auf Grund der Abhängigkeit vom Anstellwinkel und variierender Stärke schwer zu korrigieren waren und daher selbst nach der Korrektur mit den Wind-off Bildern vorliegen. Geringe Auswirkungen können sich bei einzelnen Anstellwinkeln bis zur Vorderkante erstrecken. In diesem Bereich fällt auch das Rauschen und die lokalen Schwankungen der Drücke höher aus, sofern das eigentliche Nutzsignal gering ist. Die diskutierten Ergebnisse wurden daher mit MK 1 verglichen und auf Plausibilität geprüft. Direkt an der Hinterkante werden die stationären und besonders die instationären Drücke verfälscht. Das Gebiet unterhalb der Rezirkulation ist davon nicht betroffen. Weiterhin liegen am inneren Kink Unterschiede zu den stationären und auch instationären Daten der Drucksensoren, aber auch von MK 1, vor. Der Unterdruck und die Druckschwankungen sind höher. Im stromab liegenden Bereich kann dies zu einem Teil ein physikalischer Effekt mit leicht ablösender Strömung sein, der durch die Geometrieänderung entsteht und bei dem leichte Unterschiede in der Beschichtung größere Auswirkungen haben. Jedoch ist auch davon auszugehen, dass die Messunsicherheit an den geometrischen Übergängen und durch den sehr flachen Blickwinkel an dieser Fläche höher ist.

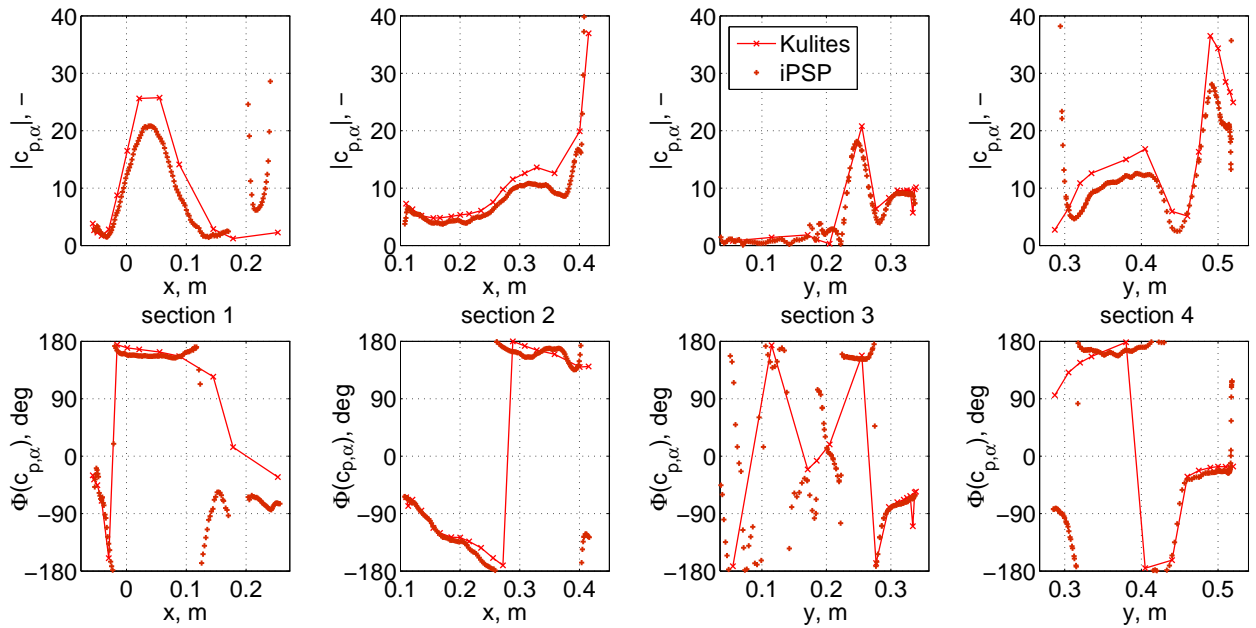


Abbildung 7.43: Instationäre Druckbeiwerte (Oberseite), Drucksensoren und Querschnitte durch iPSP, Amplitude und Phase,  $\alpha = 16.5^\circ \pm 0.4^\circ$ ,  $f_{ex} = 18 \text{ Hz}$ ,  $\text{Ma} = 0.5$ , MK 3

Bei den instationären Druckverteilungen (Abb. 7.43, D.51 und D.52) bestehen die größten Abweichungen in ähnlichen Bereichen wie bei den stationären und dort, wo nur ein sehr geringes Wechsignalsignal vorliegt. Die Phase stimmt in der Regel sehr gut überein. Abweichungen entstehen auch durch die geringere Abtastrate der iPSP-Messung, also einer größeren Unsicherheit, und einer geringeren Messdauer. Letzteres erschwert auch die Bestimmung der Amplitude.

Die flächigen Druckverteilungen wurden in dieser Arbeit hauptsächlich für qualitative Darstellungen und Vergleiche genutzt. Daher wurden keine Faktoren für die Korrektur der Amplitude oder eines stationären Offsets angewendet (AC und DC-Korrektur) [115]. Diese wären wegen

der hohen lokalen Variationen der Drücke nur als globale Korrekturen sinnvoll. Im Bereich der Wirbel und des Stoßes wird die Amplitude leicht unterschätzt. Sonst, besonders nahe der Hinterkante, wird die Amplitude meist überschätzt. Die ermittelten globalen AC-Korrekturfaktoren, basierend auf ausgewählten Sensoren ( $(1/N) \cdot \sum_{i=1}^N |c_{p,\alpha}(\text{Kulite } i)| / |c_{p,\alpha}(\text{iPSP}, \vec{x}_i)|$ ), lägen zwischen 0.90 und 1.2. Bei  $\text{Ma} = 0.7$  ist die Übereinstimmung auf Grund der höheren Druckunterschiede und des größeren absoluten Wechselanteils noch besser. Auch eine Erhöhung der Anstellwinkelamplitude, aber auch der Frequenz, wirkt sich auf Grund des stärkeren Wechselanteils und besseren Signal-Rausch Verhältnisses positiv aus.

### 7.3.3 Modelldeformation

Zur Bestimmung des Verformungsverhaltens des Modells wurden die Daten des PicColor Systems (Abschnitt 4.5.4) und der Beschleunigungsaufnehmer verwendet.

Das Modell weist hinsichtlich stationärer Belastungen ein lineares Verformungsverhalten auf, wie die Ergebnisse bei unterschiedlichen dynamischen Drücken (Reynoldszahl Variationen) zeigen [115,122]. Die Verformungen sind mit einer maximalen Biegung von 0.45% ( $\Delta z / (b/2)$ ) bei  $\text{Re} = 1.8$  Mio. sehr gering. Daher werden hier Ergebnissen für  $\text{Re} = 2.6$  Mio. dargestellt. An der Wurzel liegt eine Verformung durch den elastischen Teil des Fußstücks bis zur Lagerung der Welle vor. Der Hauptkörper des Modells ist sehr steif und die maximale Biegung am Flügel erreicht 0.6% (Abb. 7.44 und Abb. D.53). Sehr geringe Abweichungen, z.B. der Winkelmessung, bewirken jedoch größere Abweichung bei der Bestimmung der absoluten Verformung. Auch Schwankungen des Anstellwinkels von ca.  $0.03^\circ$  bewirken z.B. an der HK des äußeren Kinks Bewegungen von 0.15 mm. Der Twist ist wegen der geringen Verformungen und der Verknüpfung zur Messung des aktuellen Anstellwinkels sehr schwer zu messen. Eine Verwindung von  $0.1^\circ$  entspricht einem vertikalen Unterschied zwischen VK und HK von gerade einmal 0.5 mm. Am Hauptkörper liegt eine leicht positive Torsionsverformung vor, die bis zum äußeren Kink auf  $-0.15^\circ$  abfällt (Abb. 7.45). Im Anstellwinkelbereich von Stadium II (hier  $\alpha \approx 14^\circ$  bis  $16^\circ$ ) steigt die Verwindung durch das positivere Moment leicht an. Für eine  $\text{Re}$  von 1.8 Mio. ergibt sich eine negative Verdrehung von ca.  $-0.1^\circ$ . Die Verformung ist also zu einem großen Teil dominiert von der Biegung der Aufhängung und dem wash-out Effekt des äußeren Flügels. Der Einfluss der statischen Verformung, besonders des Twist, erscheint angesichts anderer Abweichungen, wie z.B. durch Wandeinflüsse, als sehr gering.

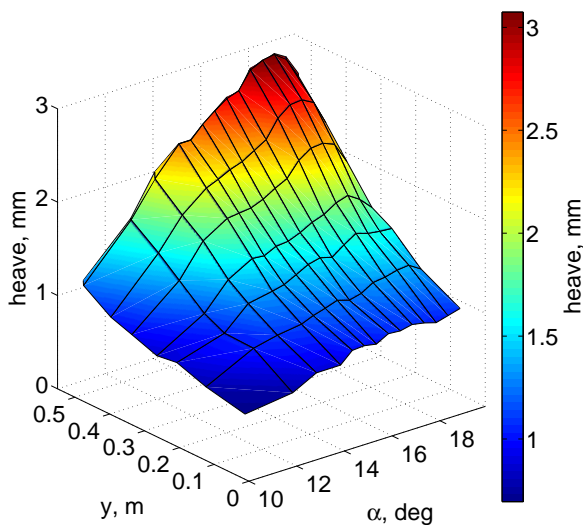


Abbildung 7.44: Verformung, Biege-Anteil an 50%-Linie,  $\text{Ma} = 0.5$ ,  $\text{Re} = 2.6$  Mio., MK 3

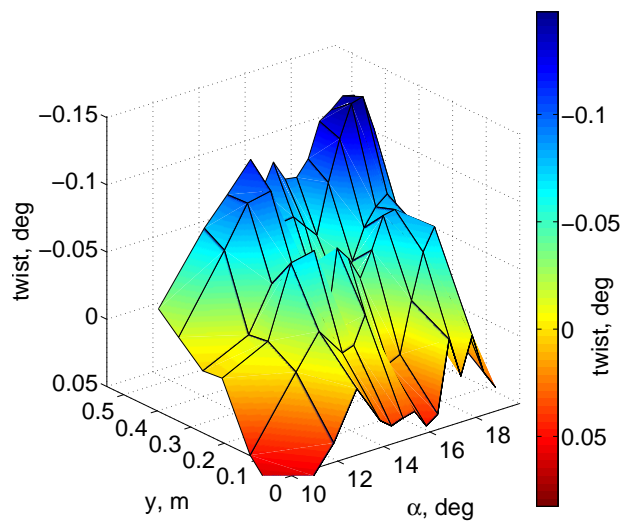


Abbildung 7.45: Verformung, Twist-Anteil um 50%-Linie,  $\text{Ma} = 0.5$ ,  $\text{Re} = 2.6$  Mio., MK 3

Die dynamische Verformung bei den Anstellwinkelschwingungen wird dominiert durch den Anteil mit der Frequenz der Erregung. Eine Auswertung der Signale der Beschleunigungsaufnehmer ergibt an der HK des äußeren Kinks (größte x-Position) bei  $\alpha = 15.5^\circ \pm 0.12^\circ$ ,  $f_{ex} = 36$  Hz und  $Ma = 0.5$  eine maximale Nacheilung von  $-3.5^\circ$ . Außerdem ist keine signifikante Veränderung der Eigenfrequenzen durch die Aerodynamik festzustellen. Zur Auswertung der instationären Verformung wurden die Spektren und das Zeitverhalten der gemessenen mit denen der Soll-Bewegung verglichen. Weiterhin wurden der Biege- und der Verwindungsanteil ermittelt [115]. Relative Betrachtungen sind normiert mit der Soll-Amplitude der vertikalen Hubbewegung am Tip und des Anstellwinkels am Fußstück. Es wurden keine signifikanten lokalen Verformungen beobachtet.

Eine Erhöhung der Frequenz bewirkt vor allem eine Überhöhung der Amplitude des Biegeanteils. Das entspricht hauptsächlich der Wirkung der Trägheitskräfte. Der Einfluss des mittleren Anstellwinkels und der Machzahl ist bei den Frequenzvariationen sehr gering. Bei diesen liegt an der Wurzel eine Hubbewegung vor. Das Modell vollführt durch die Biegung der Aufhängung samt Lagerung eine minimale Schlagbewegung, wie durch die Kombination aus dem ersten Mode der Welle und dem ersten Biegemode (Abschnitt 4.4.2). Dies erscheint wie eine stromaufwärts Verschiebung der Bewegungsachse und eine Erhöhung der Amplitude (Abb. 7.46). Die instationäre lokale Anstellwinkelamplitude war um weniger als 10%–15% höher als der Soll-Wert (Abb. 7.47). Bei Druckschnitt 1 lag der Wert unter 5%–10%, bei Section 2 bei maximal 15%. Zwar ist, entsprechend der Massenkräfte, eine gute Abschätzung durch eine quadratische Abhängigkeit von  $\sim \omega^2$  möglich, es ist jedoch auf Grund des Verformungsanteils durch die aerodynamischen Lasten, ein linearer Anteil zur Abminderung notwendig. Die Abbildungen D.55 und D.56 deuten an, dass das Verhalten bei den beiden oberen Frequenzen verstärkt durch die Annäherung an die erste Eigenfrequenz (ca. 44 Hz), dominiert von der Antriebswelle, beeinflusst wird. Das Modell selbst kann als sehr steif angenommen werden. Die dynamische Biegeverformung an der Spitze war bei  $f_{ex} = 36$  Hz und  $\Delta\alpha = 0.15^\circ$  lediglich um 30% ( $< 0.3$  mm) größer als die reine Starrkörperbewegung (Abb. 7.48). Die tatsächliche dynamische Biegeverformung des Modells, vor allem des äußeren Flügels, lag unter 10% der Gesamtamplitude (bei  $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ , vergl. Abb. D.54). Eine Korrektur der instationären Beiwerte, basierend auf der tatsächlichen lokalen Anstellwinkelamplitude, würde vor allem die äußeren Schnitte verändern. Mit zunehmender Frequenz und Spannweite würde  $|c_{p,\alpha}|$  um max. 13% verringert werden.

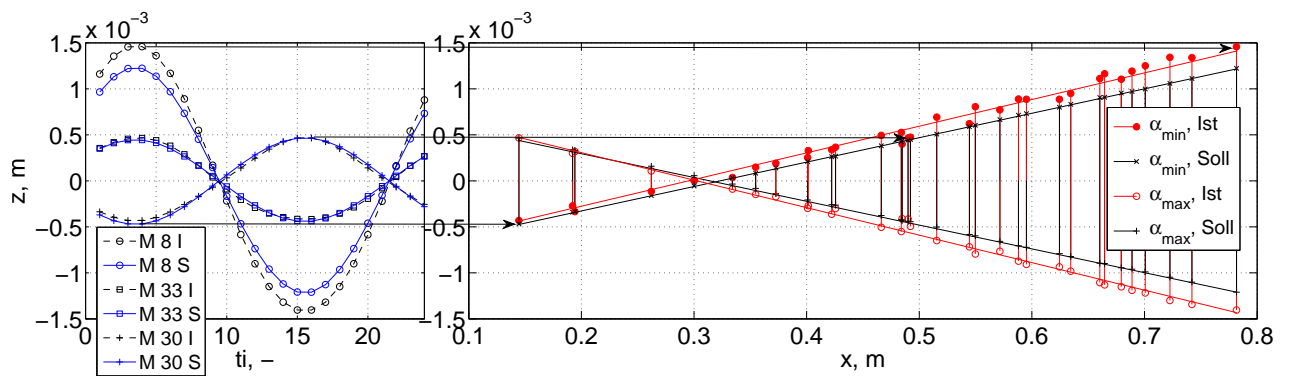


Abbildung 7.46: Soll- und Ist-Verschiebung um  $\alpha_0$  in stationärem Modell-Koordinatensystem, verschiedene Marker über Zeit (24 Samples/Periode) und alle Marker mit Approximationsgeraden für  $\alpha_{min}$  und  $\alpha_{max}$  (Seitenansicht),  $\alpha = 16.5^\circ \pm 0.15^\circ$ ,  $f_{ex} = 36^\circ$ ,  $Ma = 0.3$

Bei Erhöhung der Bewegungsamplitude nimmt, besonders ab Stadium II, der relative Amplitudenanteil der Biegung ab. Dies bewirkt einer Verringerung der jeweiligen lokalen Amplitude bzw. deren Überhöhung (7.49). Es ist nahezu über die gesamte Spannweite, auch an der Wurzel, zu beobachten. Somit wird auch die Überhöhung der Anstellwinkelamplitude geringer. Effekte,



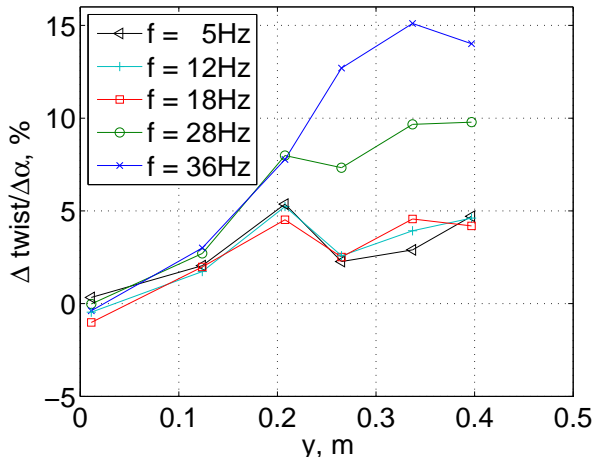


Abbildung 7.47: Relative Twist-Verformung, gemittelter Wert aus allen  $\alpha_0$ , vergl. Abb. D.55,  $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ ,  $Ma = 0.3$

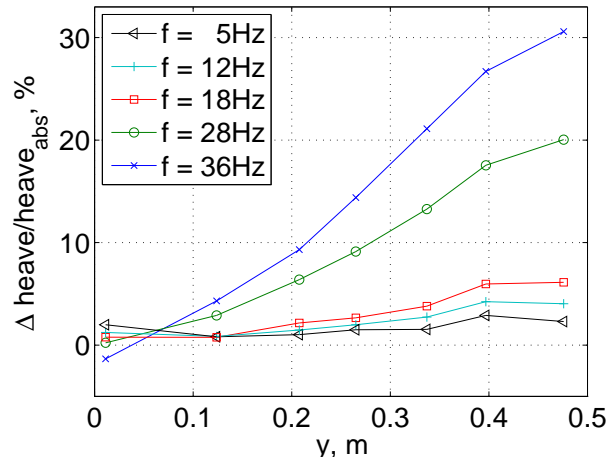


Abbildung 7.48: Relative Biegeverformung der 50%-Achse, gemittelter Wert aus allen  $\alpha_0$ , vergl. Abb. D.56,  $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ ,  $Ma = 0.3$

wie z.B. ein geringes Lagerspiel, gehen bei einer relativen Betrachtung bei höheren Amplituden natürlich auch geringer in die Überhöhung ein. Die aerodynamischen Kräfte bewirken weitestgehend eine Verringerung der Nickamplitude, die sich auf das gesamte Modell auswirkt. Die Massenkräfte hingegen wirken entgegengesetzt. Der lokale Anstellwinkel am Flügel veränderte sich, sofern messbar, dadurch nur sehr gering, da beide Effekte einander entgegenwirken. Die Massenkräfte rufen primär eine zusätzliche Schlagbewegung hervor.

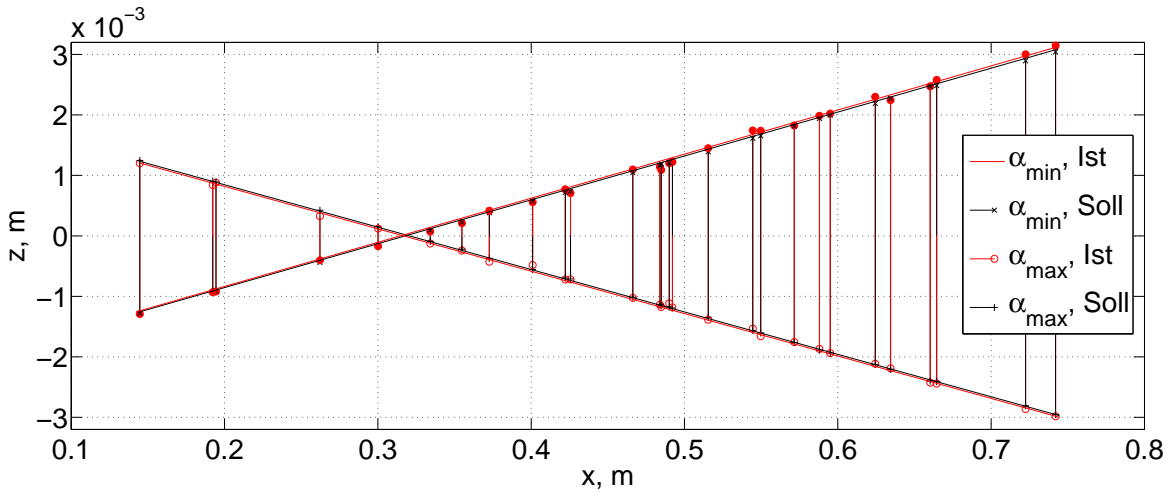


Abbildung 7.49: Soll und Ist-Verschiebung um  $\alpha_0$  in stationärem Modell-Koordinatensystem, alle Marker für  $\alpha_{min}$  und  $\alpha_{max}$  (Seitenansicht),  $\alpha = 16.5^\circ \pm 0.4^\circ$ ,  $f_{ex} = 18 \text{ Hz}$ ,  $Ma = 0.5$

Vergleicht man den Einfluss der Verformung, vor allem der Überhöhung der Anstellwinkelamplitude, auf die instationären Beiwerte mit dem der Variation der Anstellwinkelamplitude, so kann auch dieser als relativ gering betrachtet werden. Besonders bei den niedrigeren Frequenzen weist die Amplitudenveränderung gerade einmal die Größenordnung des Messfehlers der Verformung auf. Auch der zusätzliche Schlaganteil hat höchstens einen geringen, verstärkenden Einfluss auf den Tipwirbel. Er ist in Phase mit dem Hubanteil durch die Anstellwinkelbewegung. Ansonsten kann der Haupteinfluss als Verzerrung und geringe Phasenverschiebung des effektiven Anstellwinkelverlaufs gesehen werden, da die Schlag- nahezu in Phase mit der Anstellwinkelbewegung ist bzw. der hierdurch induzierte Anstellwinkel um  $+90^\circ$  vorausseilt (vergl. Abschnitt 7.2.6). Das elastische Verhalten und die Verformungen des Modells und der Aufhängung entsprechen den Erwartungen aus der Simulation.

## 8 Zusammenfassung und Fazit

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die instationären Luftkräfte bei wirbeldominierter Strömung untersucht mit dem Ziel, zukünftige aeroelastische Analysen zu verbessern. Hierzu wurden ein Designprozess, ein Windkanalhalbmodell eines Lambda-förmigen Flügels, ein neuer Versuchsstand sowie eine Versuchs- und Auswertumgebung aufgebaut. Bei drei Testkampagnen im Transsonischen Windkanal Göttingen wurden lokale Messdaten auf der Modelloberfläche und im Strömungsfeld sowie die globalen angreifenden Kräfte und Momente aufgenommen. Bei konstanten und oszillierenden Anstellwinkeln wurden die Parameter der Anströmung und der Modellbewegung variiert und deren Einflüsse analysiert.

Es zeigte sich eine starke Abhängigkeit vom stationären Strömungszustand. Dieser variiert insbesondere mit dem Anstellwinkel. Bei den vorliegenden Untersuchungen lag der relevante Anstellwinkelbereich bei  $\alpha = 10^\circ$  bis  $20^\circ$ . Auf Grund der Ergebnisse lässt sich das Verhalten der wirbeldominierten Strömung und der instationären Luftkräfte in drei Stadien aufteilen:

Stadium I: An der Vorderkante bildet sich eine starke Saugspitze aus. Von der Hinterkante her beginnt sich die Strömung aufzurollen. Diese flache, wirbelartige Struktur breitet sich mit zunehmendem Anstellwinkel Richtung Vorderkante und Flügelmitte aus. In diesem Stadium wird bei den Nickschwingungen, besonders im Hinterkantenbereich und an der Saugspitze, ein nacheilender lokaler Auftriebsanteil hervorgerufen. Die Nacheilung steigt mit zunehmender Frequenz an. Im Bereich anliegender Strömung eilt der lokale Auftrieb der Bewegung, wie bei geringeren Anstellwinkeln auch, voraus. An der Flügelspitze entsteht ein Tipwirbel. Jener bleibt jedoch auf den äußeren dreieckigen Teil des Flügels begrenzt.

Stadium II: Die Saugspitze an der Vorderkante bricht mit zunehmendem Anstellwinkel zusammen und die aufrollende Strömung geht in einen charakteristischen Vorderkantenwirbel über. Bei Erhöhung des Anstellwinkels steigt der lokale Auftrieb unterhalb des Wirbels, inboard des Druckminimums der gemittelten Verteilungen, an. Der Wirbel weitet sich in diese Richtung aus. Weiter außen nimmt der lokale Auftrieb ab.

Der  $c_l$  der jeweiligen Schnitte bleibt zunächst nahezu konstant bzw. nimmt teilweise leicht ab. Mit zunehmender Entwicklung des Wirbels, beim Übergang zu Stadium III, steigt der Auftrieb stark an. Das sektionale Moment wird durch die Abnahme des Auftriebs im hinteren Bereich und den Wirbelauftrieb an der Vorderkante zunächst schwanzlastiger.

In diesem Stadium herrscht bei den Nickschwingungen eine hohe Abhängigkeit von der Anregungsamplitude. Zum Beispiel weist der Druckanstieg beim Zusammenbruch der Saugspitze einen s-förmigen, also stark nichtlinearen, Verlauf über dem Anstellwinkel auf. Zum einen verzögert sich mit zunehmender Bewegungsfrequenz oder -amplitude das Zusammenbrechen der Saugspitze und das Verschwinden der aufrollenden Strömung, zum anderen verzögert sich das Entstehen des Wirbelauftriebs. Beide Phänomene weisen eine deutliche Hysterese auf. Der sektionale  $c_l$  eilt zunächst voraus, da der Auftriebseinbruch verzögert wird. Beim Übergang zu Stadium III eilt wiederum der Auftriebsanstieg nach. Bei Erhöhung der Anregungsamplitude ergeben sich hierdurch acht-förmige Verläufe von  $c_l$  über  $\alpha$ . Welcher Effekt dominiert hängt von der Bewegungsamplitude und dem mittleren Anstellwinkel ab.

Stadium III: Der Wirbel entfernt sich mit zunehmendem Anstellwinkel weiter von der Oberfläche, wandert Richtung Flügelmitte und dehnt sich aus. An der Hinterkante bildet sich ein Rezirkulationsgebiet. Weiter stromab und weiter außen am Flügel hat der Wirbel einen nach-

laufartigen Charakter, der zusätzlich durch die Strömung, die an der Vorderkante ablöst, gespeist wird. Wie bei der aufrollenden Strömung bleibt der Wirbelauftrieb mit Zunahme der Bewegungsfrequenz oder -amplitude länger erhalten, so dass der stationäre Auftrieb übertroffen wird. Die entstehenden instationären Drücke weisen schon bei geringen Frequenzen, vor allem bei Erhöhung der Bewegungsamplitude, eine sehr hohe Phasennacheilung auf. Oberhalb des stationären, sektionalen  $c_{l,max}$ , wird hierdurch mit zunehmender Anregungsfrequenz aus dem Auftriebsabfall ein Auftriebsanstieg.

Bei transsonischer Strömung liegt, unterhalb von Stadium I, zunächst ein Anstellwinkelbereich, der von Überschallgebieten und der entstehenden Saugspitze geprägt ist. Mit dem Auftreten der aufrollenden Strömung im Hinterkantenbereich wandert der Stoß stromauf. Bei weiterer Erhöhung des Anstellwinkels und Ausbildung des Hauptwirbels dominiert das Verhalten, das von subsonischen Bedingungen bekannt ist. An der Vorderkante wird durch die Kombination der inversen Stoßbewegung und des Zusammenbruchs der Saugspitze jedoch ein deutlich stärkerer dynamischer Abtrieb erzeugt. Durch das Überschallgebiet ist der Ansatz des Wirbels stromab verschoben. Die Nacheilung der instationären Drücke erscheint geringfügig stärker ausgeprägt. Somit können transsonische Effekte den Verlauf und die Stärke der wirbeldominierten instationären Luftkräfte verändern. Mit Erhöhung der Machzahl werden auch die stationären Gradienten stärker. Dies ist bedingt durch die erhöhte Kompressibilität und weil sich die Variation der Effekte innerhalb eines geringeren Anstellwinkelbereichs vollzieht.

Bei wirbeldominierter Strömung erhöht sich die Nacheilung der instationären Drücke als Antwort auf eine Anstellwinkelschwingung mit zunehmender Bewegungsfrequenz deutlich. Die jeweiligen Effekte treten verzögert auf. Diese sind eine Auftriebserhöhung in dem Gebiet, zu dem sich der Wirbel hin ausweitet, und eine Verringerung, wo sein Einfluss abnimmt. Bei letzterem steigt die Nacheilung stärker mit der Frequenz an als bei der Auftriebserhöhung. Besonders nahe der Entstehung des Wirbels können sehr hohe Amplituden der instationären Luftkräfte auftreten. Dies ist bedingt durch die starke lokale Veränderung der Strömung mit der Veränderung des Anstellwinkels. Entlang des Wirbels nimmt die Nacheilung der instationären Drücke zu und deren Amplitude stark ab.

Betrachtet man den lokalen Arbeitskoeffizienten, wird weit stromabwärts des Entstehungsortes des Wirbels, auf Grund der hohen lokalen Bewegungsamplituden, trotzdem ein hohes Maß an Energie von der Strömung an die Struktur abgegeben - allerdings nur im Gebiet des verzögert einsetzenden lokalen Auftriebsanstiegs. Im Bereich des Auftriebsabfalls ist dies umgekehrt. Dieser wirkt also stabilisierend. Stromauf der Nickachse dreht sich das Verhalten des Energieeintrags durch die Änderung der Bewegungsrichtung um.

Die primäre Ursache für das Verhalten der instationären Luftkräfte bei wirbeldominierter Strömung ist die Nacheilung der strömungsmechanischen Effekte, die sich schon im stationären Verhalten wiederfinden. Von großer Bedeutung ist der am Entstehungsort des Wirbels auftretende, effektive Anstellwinkel bzw. dessen Veränderung. Auf Grund des charakteristischen Verlaufs von Wirbeln kann sich der Ort, an dem die Wirbelströmung beeinflusst wird, von dem Ort deutlich unterscheiden, an dem die hervorgerufenen Luftkräfte eine u.U. destabilisierende Wirkung haben. Dies kann z.B. die Vorderkante in der Flügelmitte gegenüber der Hinterkante weiter außen am Flügel sein. Der Verlauf der Wirbelströmung und somit die lokale Verteilung der instationären Luftkräfte kann durch zusätzlich auftretende Einflüsse, wie Überschallgebiete, Hinterkantenwirbel oder die Interaktion mit anderen Wirbeln verändert werden.

Einen signifikanten Einfluss hat die maximal auftretende Größe von Auslenkungen, da der Charakter der Strömung verändert werden kann. Selbst geringe Bewegungsfrequenzen rufen bei größeren Auslenkungen Hystereseeffekte der Bildung, Veränderung und des Wiederanliegens der Wirbelströmung sowie der auftretenden Luftkräfte hervor.



## 9 Ausblick

Die bisherigen Simulationen dienten zur Planung und Auslegung des Experiments. Für nachfolgende Vergleiche sollte Folgendes beachtet werden: Es sollte hauptsächlich auf die Druckverteilungen und bei einem Vergleich von Kraft-/Momentenbeiträgen auf dieselben Routinen und Positionen zur Integration zurückgegriffen werden. Das Verhalten des Zusammenbruchs der Saugspitze und der Entstehung des Wirbels ist in hohem Maße abhängig von der Geometrie und der Oberfläche bzw. Transitionseffekten an der Vorderkante. Daher sollten zunächst das stationäre Verhalten und die stationären Derivative verglichen werden. Auf dieser Basis kann bei mittleren Anstellwinkeln mit ähnlicher Charakteristik eine Untersuchung der hervorgerufenen instationären Luftkräfte durchgeführt werden. Zumindest in Stadium II ist eine Variation der Erregungsamplitude von Bedeutung. Bei einer Übertragung der Erkenntnisse auf andere Anregungs- und Schwingungsformen ist auf den Einfluss der maximalen Auslenkungen auf die Strömungstopologie zu achten.

## Literatur

- [1] A. Babister, „Flutter and Divergence of Swept-back and Swept-forward Wings,” Aeronautical research council, A.R.C. Technical Report, (13,391) 2761, 1953. 2
- [2] J. Barmby, H. Cunningham, und I. Garrick, „Study of effects of sweep on the flutter of cantilever wings,” National advisory committee for aeronautics, Tech. Rep. REPORT 1014, 1951. [Online]: <http://digital.library.unt.edu/ark:/67531/metadc60354/> 2, 125
- [3] R. Bisplinghoff, H. Ashley, und R. Halfman, *Aeroelasticity*. Addison-Wesley Publishing Company, 1955. 2
- [4] H. Försching, *Grundlagen der Aeroelastik*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1974. 2, 102
- [5] P. Jordan und F. Smith, „Wind-tunnel technique for flutter investigations on swept wings with body freedoms,” ARC/ AVA Monographie 13729, 1950. 2
- [6] D. R. Graukroger, E. V. Chapple, und A. Milln., „Wind-Tunnel Flutter Tests on a Model Delta Wing under Fixed and Free Root Conditions,” Aeronautical Research Council, A.R.C. Technicla Report 2826, 1950. 2
- [7] W. G. Molyneux, „The flutter of swept and unswept wings with fixed-root conditions,” *R. & M.*, Vol. 2796, 1950. 2
- [8] R. T. Britt, S. B. Jacobson, und T. D. Arthurs, „Aeroservoelastic Analysis of the B-2 Bomber,” *Journal of Aircraft*, Vol. 37, Nr. 5, S. 745–752, Sep. 2000. [Online]: <http://dx.doi.org/10.2514/2.2674> 2
- [9] S. Dobbs, G. Miller, und J. Stevenson, „Self-induced oscillation wind tunnel test of a variable sweep wing,” in *Structures, Structural Dynamics, and Materials and Co-located Conferences*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Apr. 1985. [Online]: [10.2514/6.1985-739](http://dx.doi.org/10.2514/6.1985-739) 2, 101
- [10] L. E. Ericsson, „Vortex-induced bending oscillation of a swept wing,” *Journal of Aircraft*, Vol. 24, Nr. 3, S. 195–202, Mar. 1987. [Online]: <http://dx.doi.org/10.2514/3.45416> 3
- [11] P. M. Hartwich, S. K. Dobbs, A. E. Arslan, und S. C. Kim, „Navier-Stokes Computations of Limit-Cycle Oscillations for a B-1-Like Configuration,” *Journal of Aircraft*, Vol. 38, Nr. 2, S. 239–247, Mar. 2001. [Online]: <http://dx.doi.org/10.2514/2.2781> 3, 30, 125
- [12] E. C. Mellquist und O. O. Bendiksen, „Computational Transonic Flutter Solutions for Cranked Wing Planforms,” in *AIAA SciTech*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Jan. 2014. [Online]: <http://dx.doi.org/10.2514/6.2014-0674> 3, 45
- [13] R. Gordnier und R. Melville, „Physical mechanisms for limit-cycle oscillations of a cropped delta wing,” in *Fluid Dynamics and Co-located Conferences*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Juni 1999. [Online]: <http://dx.doi.org/10.2514/6.1999-3796> 3

- 
- [14] R. Gordnier, „Computation of Limit Cycle Oscillations of a Delta Wing,” in *Structures, Structural Dynamics, and Materials and Co-located Conferences*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Apr. 2002. [Online]: <http://dx.doi.org/10.2514/6.2002-1411> 3
- [15] E. H. Dowell, „A Modern Course in Aeroelasticity,” *Meccanica*, Vol. 34, Nr. 2, S. 140–141, 1999. [Online]: <http://dx.doi.org/10.1023/A:1004537317570> 3
- [16] A. M. Cunningham(Jr.) und R. den Boer, „Overview of unsteady transonic wind tunnel test on a semispan straked delta wing oscillating in pitch,” Flight Dynamics Directorate Wright Laboratory an Air Force Materiel Command, Wright-Patterson Air Force Base, Ohio 45433-7552, Final Report for Period March 1989 - December 1993. 94-28128, August 1994. 3
- [17] A. M. Cunningham(Jr.) und E. Geurts, „Analysis of Limit Cycle Oscillation/Transonic High alpha Flow Visualization,” Lockheed Martin Tactical Aircraft Systems, Final Report 1994 - 1997. F49620-94-C-0093, September 1997. 3
- [18] R. Scott, W. Silva, J. Florance, und D. Keller, „Measurement of Unsteady Pressure Data on a Large HSCT Semispan Wing and Comparison with Analysis,” in *Structures, Structural Dynamics, and Materials and Co-located Conferences*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Apr. 2002. [Online]: <http://dx.doi.org/10.2514/6.2002-1648> 4
- [19] W. Silva, D. Keller, J. Florance, S. Cole, und R. Scott, „Experimental steady and unsteady aerodynamic and flutter results for HSCT semispan models,” in *Structures, Structural Dynamics, and Materials and Co-located Conferences*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Apr. 2000. [Online]: <http://dx.doi.org/10.2514/6.2000-1697> 4
- [20] C.-H. Hsu und C. E. Lan, „Theory of wing rock,” *Journal of Aircraft*, Vol. 22, Nr. 10, S. 920–924, Okt. 1985. [Online]: <http://dx.doi.org/10.2514/3.45225> 4
- [21] M. Hall, „Vortex breakdown,” *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 4, Nr. 1, S. 195–218, 1972. 4, 18, 20, 21
- [22] C. Breitsamter, „Unsteady flow phenomena associated with leading-edge vortices,” *Progress in Aerospace Sciences*, Vol. 44, Nr. 1, S. 48 – 65, 2008. [Online]: <http://dx.doi.org/10.1016/j.paerosci.2007.10.002> 4, 18, 20, 129, 137
- [23] G. S. Taylor und I. Gursul, „Buffeting Flows over a Low-Sweep Delta Wing,” *AIAA Journal*, Vol. 42, Nr. 9, S. 1737–1745, Sep. 2004. [Online]: <http://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/1.5391> 4, 19
- [24] M. Menke, H. Yang, und I. Gursul, „Experiments on the unsteady nature of vortex breakdown over delta wings,” *Experiments in Fluids*, Vol. 27, Nr. 3, S. 262–272, 1999. [Online]: <http://dx.doi.org/10.1007/s003480050351> 4, 18
- [25] T. A. Ghee und D. R. Hall, „Experimental and numerical investigation of vortex shedding of a representative UCAV Configuration for vortex flow control,” in *Advanced Flow Management: Part A – Vortex Flows and High Angle of Attack for Military Vehicles*, Nr. RTO-MP-069(I), Loen, Norway, 2001. 4, 77
- [26] A. Riley und M. Lowson, „Development of a three-dimensional free shear layer,” *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 369, S. 49–89, 8 1998. [Online]: [http://journals.cambridge.org/article\\_S0022112098001712](http://journals.cambridge.org/article_S0022112098001712) 4, 7, 9

- 
- [27] I. Gursul, „Recent developments in delta wing aerodynamics,” *Aeronautical Journal*, Vol. 108, Nr. 1087, S. 437–452, 2004. [Online]: <http://opus.bath.ac.uk/2310/> 4
- [28] I. Gursul, R. Gordnier, und M. Visbal, „Unsteady aerodynamics of nonslender delta wings,” *Progress in Aerospace Sciences*, Vol. 41, Nr. 7, S. 515 – 557, 2005. [Online]: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037604210500103X> 4, 7, 15, 18, 19, 20, 23, 125, 129, 137
- [29] I. Gursul, M. Allan, und K. Badcock, „Opportunities for the integrated use of measurements and computations for the understanding of delta wing aerodynamics,” *Aerospace Science and Technology*, Vol. 9, Nr. 3, S. 181 – 189, 2005. [Online]: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1270963805000118> 4, 15
- [30] R. C. Nelson und A. Pelletier, „The unsteady aerodynamics of slender wings and aircraft undergoing large amplitude maneuvers,” *Progress in Aerospace Sciences*, Vol. 39, Nr. 2-3, S. 185 – 248, 2003. [Online]: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037604210200088X> 4, 9, 19, 20, 125, 129, 135
- [31] B. R. Cobleigh, „High-Angle-of-Attack Yawing Moment Asymmetry of the X-31 Aircraft from Flight Test,” NASA, Contractor Report 186030, September 1994. 4
- [32] J. Lamar und C. J. Obara, „The Cranked Arrow Wing Aerodynamics Project (CAWAP) and its extension to the International community as CAWAPI: Objectives and overview,” in *RTO-TR-AVT-113*, Nr. Chapter 3. NATO-RTP, 4-8 Oct. 2004. 4
- [33] G. Stenfelt, „Aerodynamics and lateral control of tailless aircraft,” Ph.D./Dissertation, KTH, Flight Dynamics, 2012, QC 20120315. 4, 5, 17
- [34] P. de Oliveira Neto, „An Investigation of Unsteady Aerodynamic Multi-axis State-Space Formulations as a Tool for Wing Rock Representation,” Ph.D./Dissertation, Virginia Polytechnic Institute and State University, August 2007. 4
- [35] R. M. Cummings, S. A. Morton, und S. G. Siegel, „Numerical prediction and wind tunnel experiment for a pitching unmanned combat air vehicle,” *Aerospace Science and Technology*, Vol. 12, Nr. 5, S. 355–364, 2008. 4, 5
- [36] F. Brandsma, *Leading Edge Vortex Flow Computations and Comparison with DNW-HST Wind Tunnel Data*, Serie NLR technical publication. NLR, 2001. 4
- [37] J. Luckring, „Initial Experiments and Analysis of Vortex Flow on Blunt Edge Delta Wings,” in *Aerospace Sciences Meetings*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Jan. 2008. [Online]: <http://dx.doi.org/10.2514/6.2008-378> 4, 13
- [38] D. Hummel, „Review of the Second International Vortex Flow Experiment (VFE-2),” in *Aerospace Sciences Meetings*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Jan. 2008. [Online]: <http://dx.doi.org/10.2514/6.2008-377> 4, 14, 136
- [39] J. Luckring und D. Hummel, „What was Learned from the New VFE-2 Experiments?” in *Aerospace Sciences Meetings*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Jan. 2008. [Online]: <http://dx.doi.org/10.2514/6.2008-383> 4
- [40] L. A. Schiavetta, O. J. Boelens, S. Crippa, R. M. Cummings, W. Fritz, und K. J. Badcock, „Shock Effects on Delta Wing Vortex Breakdown,” *Journal of Aircraft*, Vol. 46, Nr. 3, S. 903–914, Mai 2009. [Online]: <http://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/1.38792> 4, 21, 28

- 
- [41] J. Longo, „Compressible inviscid vortex flow of a sharp edge delta wing,” *AIAA Journal*, Vol. 33, Nr. 4, S. 680–687, Apr. 1995. [Online]: <http://dx.doi.org/10.2514/3.12631> 4, 11, 12, 28, 125
- [42] H. Psolla-Bress, H. Haselmeyer, A. Heddergott, G. Hohler, und H. Holst, „High-roll rate experiments on a delta wing in transonic flow,” in *Instrumentation in Aerospace Simulation Facilities, 2001. 19th International Congress on ICIASF 2001*, Aug 2001, S. 369–377. 4
- [43] A. Schütte, G. Einarsson, B. Schöning, und W. Mönnich, „Numerical Simulation of Manoeuvring Aircraft by Aerodynamic and Flight-Mechanic Coupling,” in *CEAS Conference on Multidisciplinary Aircraft design And Optimization, Köln, 25.-27.06.2001*, 2001. [Online]: <http://elib.dlr.de/12499/> 4
- [44] A. Schütte, G. Einarsson, B. Schöning, T. Alrutz, W. Mönnich, J. Neumann, und J. Heinecke, „Numerical simulation of maneuvering combat aircraft,” *14th DGLR-Symposium of STAB, Bremen, Germany*, Vol. 92, S. 103–111, 2004. [Online]: <http://elib.dlr.de/51059/> 5
- [45] A. Schütte, D. Hummel, und S. M. Hitzel, „Numerical and experimental analyses of the vortical flow around the SACCON configuration,” in *Fluid Dynamics and Co-located Conferences*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Juni 2010. [Online]: <http://dx.doi.org/10.2514/6.2010-4690> 5
- [46] D. Vicroy, T. Loeser, und A. Schuette, „SACCON Dynamic Wind Tunnel Tests at DNW-NWB and 14’x22’ NASA LaRC,” in *Fluid Dynamics and Co-located Conferences*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Juni 2010. [Online]: <http://dx.doi.org/10.2514/6.2010-4394> 5
- [47] M. Rein, J. Irving, G. Rigby, und T. J. Birch, „High speed static experimental investigations to estimate control device effectiveness and S&C capabilities,” in *AIAA Aviation*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Juni 2014. [Online]: <http://dx.doi.org/10.2514/6.2014-2004> 5
- [48] A. Schütte, „Wirbelströmungen an gepfeilten Flügeln mit runden Vorderkanten,” Ph.D./Dissertation, TU Braunschweig, December 2015. [Online]: <http://elib.dlr.de/101896/> 5, 13, 17, 27, 67
- [49] S. McParlin, R. Bruce, A. Hepworth, und A. Rae, „Low Speed Wind Tunnel Tests on the 1303 UCAV Concept,” in *Fluid Dynamics and Co-located Conferences*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Juni 2006. [Online]: <http://dx.doi.org/10.2514/6.2006-2985> 5, 13, 17
- [50] J. N. Kudva, „Overview of the DARPA Smart Wing Project,” *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*, Vol. 15, Nr. 4, S. 261–267, 2004. [Online]: <http://jim.sagepub.com/content/15/4/261.abstract> 5
- [51] C. A. Martin, B. J. Hallam, J. S. Flanagan, und J. Bartley-Cho, „Design, Fabrication, and Testing of a Scaled Wind Tunnel Model for the Smart Wing Project,” *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*, Vol. 15, Nr. 4, S. 269–278, 2004. [Online]: <http://jim.sagepub.com/content/15/4/269.abstract> 5
- [52] N. Verhaagen, „Effects of Leading-Edge Radius on Aerodynamic Characteristics of 50° Delta Wings,” in *Aerospace Sciences Meetings*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Jan. 2010. [Online]: <http://dx.doi.org/10.2514/6.2010-323> 7

- [53] P. Chakraborty, S. Balachandar, und R. J. Adrian, „On the relationships between local vortex identification schemes,” *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 535, S. 189–214, 2005. 7
- [54] S. Wiggen, „Versuchsbericht IWEX 2,” Institut für Aeroelastik, Tech. Rep. IB 232-2015 C 005, 2015. 7, 63, 64, 78, 88, 93
- [55] J. Sahner, „Extraction of Vortex Structures in 3D Flow Fields,” Ph.D./Dissertation, Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, 2009. 7
- [56] J. Zhou, R. J. Adrian, S. Balachandar, und T. M. Kendall, „Mechanisms for generating coherent packets of hairpin vortices in channel flow,” *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 387, S. 353–396, 5 1999. [Online]: [http://journals.cambridge.org/article\\_S002211209900467X](http://journals.cambridge.org/article_S002211209900467X) 7, 63
- [57] G. Haller, „An objective definition of a vortex,” *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 525, S. 1–26, 2 2005. [Online]: [http://journals.cambridge.org/article\\_S0022112004002526](http://journals.cambridge.org/article_S0022112004002526) 8
- [58] T. Fischer, „Wavelet-Transformation von instationären Wirbeln und turbulenten Strömungsvorgängen,” download 8/2014. [Online]: [http://www.ihr.uni-stuttgart.de/fileadmin/user\\_upload/autoren/mh/structure/node1.html](http://www.ihr.uni-stuttgart.de/fileadmin/user_upload/autoren/mh/structure/node1.html) 8, 125
- [59] L. Jacquin, D. Fabre, D. Sipp, V. Theofilis, und H. Vollmers, „Instability and unsteadiness of aircraft wake vortices,” *Aerospace Science and Technology*, Vol. 7, Nr. 8, S. 577 – 593, 2003. [Online]: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1270963803000671> 9, 135
- [60] C. Eloy und S. Le Dizès, „Three-dimensional instability of Burgers and Lamb–Oseen vortices in a strain field,” *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 378, S. 145–166, 1999. 9, 135
- [61] C. Tung, S. Pucci, F. Caradonna, und H. Morse, „The structure of trailing vortices generated by model rotor blades,” NASA, Technical Memorandum 81316, 1981, USAVRAD-COM TR- 81-A-25. 9, 125
- [62] C.-C. Rossow, K. Wolf, und P. Horst, *Handbuch der Luftfahrzeugtechnik*. Carl Hanser Verlag GmbH Co KG, 2014. 10, 145
- [63] E. Polhamus, „Application of the leading edge suction analogy of vortex lift to the drag due to lift of shap-edge delta wings,” *NASA TN*, Nr. D-4739, 1968. 10, 14, 125
- [64] D. Hummel, „On the vortex formation over a slender wing at large angles of incidence,” in *High Angle of Attack Aerodynamics*. AGARD CP-247, 1978, Nr. CP-247, S. 15–1 to 15–17. 11, 125
- [65] J. Luckring, „A Survey of Factors Affecting Blunt-Leading-Edge Separation for Swept and Semi-Slender Wings,” in *Fluid Dynamics and Co-located Conferences*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Juni 2010. [Online]: <http://dx.doi.org/10.2514/6.2010-4820> 11, 13
- [66] S. Seshadri und K. Narayan, „Shock-induced separated flows on the lee surface of delta Wings,” *Aeronautical Journal*, S. 128 – 141, March 1987. 11, 12, 125
- [67] D. S. Miller und R. M. Wood, „Leeside flows over delta wings at supersonic speeds,” *Journal of Aircraft*, Vol. 21, Nr. 9, S. 680–686, Sep. 1984. [Online]: <http://dx.doi.org/10.2514/3.45014> 11, 12, 125

- 
- [68] R. M. Kulfan und A. Sigalla, „Real Flow Limitations in Supersonic Airplane Design,” *Journal of Aircraft*, Vol. 16, Nr. 10, S. 645–658, Okt. 1979. [Online]: <http://dx.doi.org/10.2514/3.5858511>
- [69] H. Schlichting und E. A. Truckenbrodt, *Aerodynamik Des Flugzeuges: Erster Band: Grundlagen aus der Strömungsmechanik. Aerodynamik des Tragflügels*. Springer DE, 2000, Vol. 1. 12, 25, 129, 136
- [70] A. Elsenaar, „Vortex formation and flow separation: the beauty and the beast in aerodynamics,” *Aeronautical Journal*, Vol. 104, Nr. 1042, S. 615–633, 2000. 12
- [71] D. Hummel, „Effects of boundary layer formation on the vortical flow above slender delta wings,” in *RTO AVT Symposium on Enhancement of NATO Military Flight Vehicle Performance by Management of Interacting Boundary Layer Transition and Separation, Meeting Proceedings RTO-MP-AVT-111*, 4-8 Oct. 2004, S. 30–1 – 30–22. 13, 129, 136
- [72] N. Verhaagen, „Flow over 50° Delta Wings with Different Leading-Edge Radii,” in *Aerospace Sciences Meetings*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Jan. 2011. [Online]: <http://dx.doi.org/10.2514/6.2011-99114>, 14, 15, 79
- [73] P. Earnshaw und J. Lawford, „Low-speed wind tunnel experiments on a series of sharp-edged delta wings,” *Aeronautical Research Council, Reports and Memoranda*, Nr. 3424, 1964. 14, 15, 16, 125
- [74] B. K. McLain, „Steady and unsteady aerodynamic flow studies over a 1303 UCAV configuration,” Ph.D./Dissertation, Monterey, California. Naval Postgraduate School, 2009. 15, 17, 79
- [75] K. W. Mangler und J. H. B. Smith, „A Theory of the Flow Past a Slender Delta Wing with Leading Edge Separation,” *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, Vol. 251, Nr. 1265, S. 200–217, 1959. 16
- [76] J. Mirande, V. Schmitt, und H. Werlé, „Système tourbillonnaire présent a l’extraos d’une aile en flèche a grande incidence,” in *High Angle of Attack Aerodynamics*. AGARD CP-247, 1978, Nr. CP-247, S. 12–1 to 12–18. 16, 17, 125
- [77] E. Wedemeyer, „Stable and unstable vortex separation,” in *High Angle of Attack Aerodynamics*. AGARD CP-247, 1978, Nr. CP-247, S. 13–1 to 13–10. 18, 20
- [78] C. Breitsamter, „Turbulente Strömungsstrukturen an Flugzeugkonfigurationen mit Vorderkantenwirbeln,” Ph.D./Dissertation, TU München, 1997. 18
- [79] T. Sarpkaya, „On stationary and travelling vortex breakdowns,” *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 45, S. 545–559, 2 1971. [Online]: [http://journals.cambridge.org/article\\_S0022112071000181](http://journals.cambridge.org/article_S0022112071000181) 19, 125
- [80] N. C. Lambourne und D. W. Bryer, „The bursting of leading-edge vortices- some observations and discussions of the phenomena,” *Aeronautical Research Council, Reports and Memoranda*, Vol. 3282, S. 1–36, 1961. 19, 23, 125
- [81] E. Wedemeyer, „Vortex breakdown,” in *High Angle of Attack Aerodynamics*. AGARD LS 121, 1983, Nr. LS 121, S. 9–1 to 9–17. 19, 20

- 
- [82] B. Yaniktepe und D. Rockwell, „Flow Structure on a Delta Wing of Low Sweep Angle,” *AIAA Journal*, Vol. 42, Nr. 3, S. 513–523, Mar. 2004. [Online]: <http://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/1.120719>
  - [83] D. Hummel und T. Löser, „Low Speed Wind Tunnel Experiments on a Delta Wing Oscillating in Pitch,” in *21. ICAS Congress, Melbourne (au), 13.-18.09.1998*, Serie ICAS, Vol. 98-3.9.3, 1998, LIDO-Berichtsjahr=1999,. [Online]: <http://elib.dlr.de/13071/> 21
  - [84] J. Liiva, „Unsteady aerodynamic and stall effects on helicopter rotor blade airfoil sections,” *Journal of Aircraft*, Vol. 6, Nr. 1, S. 46–51, Jan. 1969. [Online]: <http://dx.doi.org/10.2514/3.44000> 22, 61
  - [85] F. Payne, K. Visser, und R. Nelson, „Leading edge vortex flow studies at the university of the notre dame, stwas and unsteady investigations 1983 - 2000,” in *RTO AVT 080*, 2009. 22, 125, 129, 137
  - [86] L. E. Ericsson, „Pitch rate effects on delta wing vortex breakdown,” *Journal of Aircraft*, Vol. 33, Nr. 3, S. 639–642, Mai 1996. [Online]: <http://dx.doi.org/10.2514/3.46998> 22, 23, 125
  - [87] R. Konrath, E. Roosenboom, A. Schröder, D. Pallek, und D. Otter, „Static and Dynamic SACCON PIV Tests, Part II: Aft Flow Field,” in *Fluid Dynamics and Co-located Conferences*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Juni 2010, S. –. [Online]: <http://dx.doi.org/10.2514/6.2010-4396> 23
  - [88] L. E. Ericsson und J. P. Reding, „Stall-Flutter Analysis,” *Journal of Aircraft*, Vol. 10, Nr. 1, S. 5–13, Jan. 1973. [Online]: <http://dx.doi.org/10.2514/3.60192> 23, 125
  - [89] S. Wiggen, „Concept for a wind tunnel experiment - IWEX,” Institut für Aeroelastik, Tech. Rep. IB 232-2014 J 04, 2014. 24
  - [90] S. Wiggen und G. Voss, „Vortical flow prediction for the design of a wind tunnel experiment with a pitching lambda wing,” *CEAS Aeronautical Journal*, Vol. 5, Nr. 4, S. 447–459, 2014. [Online]: <http://dx.doi.org/10.1007/s13272-014-0120-5> 24, 27, 28, 29, 38, 39, 43, 74, 76, 96, 125, 126
  - [91] N. Verhaagen, „Wind tunnel wall effects on the flow around a 70/40-deg Double-Delta-Wing,” *Final Report*, Nr. SPC 96-4008, 1997. 24
  - [92] T. Theodorsen, „The theory of wind-tunnel wall interference,” *NACA TR*, Nr. Report No. 410, 1931. 24
  - [93] M. Drela, „A User’s Guide to MSES V2. 6,” 1994. 26
  - [94] „Nurfluegler V1,” [http://www.aerodesign.de/nurflugel/truckenbrodt\\_mm.htm](http://www.aerodesign.de/nurflugel/truckenbrodt_mm.htm), downloaded 12/2010. 26
  - [95] T. Gerhold, O. Friedrich, J. Evans, und M. Galle, „Calculation of complex three-dimensional configurations employing the DLR-TAU-code,” Vol. 167, 1997, S. 1997. 26, 27
  - [96] P. Spalart und S. Allmaras, „A one-equation turbulence model for aerodynamic flows,” in *Aerospace Sciences Meetings*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Jan. 1992. [Online]: <http://dx.doi.org/10.2514/6.1992-439> 27



- 
- [97] G. Voss, S. Cumnuantip, und J. Neumann, „A steady aeroelastic analysis of an unmanned combat aircraft, vehicle conceptual design,” in *29th AIAA Applied Aerodynamics Conference, Honolulu, Hawaii, AIAA*, Vol. 3020, 2011, S. 2011. 27
- [98] H. Mai, „Untersuchung der Druckverteilungen eines schwingenden Ringflügels in transsonischer Strömung,” Ph.D./Dissertation, Georg-August-Universität Göttingen, 2012. [Online]: <http://elib.dlr.de/75802/> 35, 51, 57, 62, 64
- [99] D. Lutterberg, „Steuerung einer Sicherheitssperre für den Nickversuchsstand,” DLR, Institut für Aeroelastik, Tech. Rep., 2011. [Online]: <http://elib.dlr.de/70308/> 36
- [100] S. Wiggen, „Verbesserungspotential der Lagerung und Antriebswelle des Nickversuchsstands,” Institut für Aeroelastik, Tech. Rep. DLR-IB 232-2013/J05, 2013. 36, 42, 51
- [101] J. Katz und A. Plotkin, *Low-Speed Aerodynamics*, 2. Aufl. Cambridge University Press, 2001. [Online]: <http://books.google.fr/books?id=rAS1DmBRLo8C> 38
- [102] S. Wiggen und G. Voss, „Development of a wind tunnel experiment for vortex dominated flow at a pitching Lambda wing,” *CEAS Aeronautical Journal*, Vol. 5, Nr. 4, S. 477–486, 2014. [Online]: <http://dx.doi.org/10.1007/s13272-014-0121-4> 39, 43, 47, 126
- [103] *Quick Reference Guide, MSC.Software Corporation MSC Nastran, R1*, 2007. 40
- [104] *MD Nastran 2011 & MSC Nastran 2011, Dynamic Analysis User's Guide, MSC.Software Corporation*, 2011. 40
- [105] W. F. Stokey, „Chapter 7, vibration of systems having distributed mass and elasticity,” in *Harris' shock and vibration handbook*, C. M. Harris und A. Piersol, Hrsgg. McGraw-Hill Education, 1961, ch. 7. 40
- [106] T. Klimmek, „Parameterization of topology and geometry for the multidisciplinary optimization of wing structures,” in *Proceedings, European Air and Space Conference, Manchester*, 2009. 40
- [107] „eLamX,” <http://bugs.elamx.de/projects/expandable-laminate-explorer-elamx/wiki/> Deutsch, downloaded 10/2010. 40
- [108] D. Sadra, „Strukturmodellierung des NACA0010 Windkanalmodells für die aeroelastische Untersuchung mit ModGen und MSC PATRAN,” DLR, Institute of Aeroelasticity, Institutsbericht IB 232-2011 J 06, January 2012. [Online]: <http://elib.dlr.de/75055/> 40, 41
- [109] R. Busan, „Flutter Model Technology,” Wright Laboratory, Final Report WL-TR-97-3074, January 1998, 1998. 42
- [110] J. Neumann, „Untersuchung zur Wirkungsweise radialer Basisfunktionen bei der räumlichen Strömungs-Struktur Kopplung und Vergleich mit experimentellen Ergebnissen,” Institut für Aeroelastik Göttingen, Tech. Rep. DLR IB 232-2008 C 08, 2008. 43
- [111] J. Neumann „PyCSM Python Computational Fluid Dynamics and Computational Structure Mechanics Coupling System Software Documentation and Technical Report,” Institut für Aeroelastik Göttingen, Tech. Rep., November 2010. 43, 45
- [112] *ZAERO User's Manual*, 12. Aufl., ZONA Technology INC, June 2011. 44

- [113] L. Reimer, C. Braun, B. H. Chen, und J. Ballmann, „Computational Aeroelastic Design and Analysis of the HIRENASD Wind Tunnel Wing Model and Tests,” in *Proc. Int. Forum Aeroelast. Struct. Dyn. IFASD, Stockholm, Sweden, Paper IF-077*, 2007. 45
- [114] Y. Govers, „Parameter identification of structural dynamic models by inverse statistical analysis,” Ph.D./Dissertation, Universität Kassel, 2012. [Online]: <http://elib.dlr.de/78711/> 48
- [115] S. Wiggen, „Versuchsbericht IWEX 1,” Institut für Aeroelastik, Tech. Rep. IB 232-2015 C 004, 2015. 49, 55, 58, 59, 63, 64, 105, 107, 108, 109
- [116] G. Schewe, „On the force fluctuations acting on a circular cylinder in crossflow from subcritical up to transcritical Reynolds numbers,” *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 133, S. 265–285, 8 1983. [Online]: [http://journals.cambridge.org/article\\_S0022112083001913](http://journals.cambridge.org/article_S0022112083001913) 51
- [117] G. Schewe und C. Steinhoff, „Force measurements on a circular cylinder in a Cryogenic Ludwig-Tube using piezoelectric transducers,” *Experiments in Fluids*, Vol. 42, Nr. 3, S. 489–494, 2007. 51
- [118] K. Hufnagel und G. Schewe, „Force and Moment Measurement,” in *Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics*, C. Tropea, A. Yarin, und J. Foss, Hrsgg. Springer Berlin Heidelberg, 2007, S. 563–616. [Online]: [http://dx.doi.org/10.1007/978-3-540-30299-5\\_8](http://dx.doi.org/10.1007/978-3-540-30299-5_8) 51
- [119] L. Tichy, „Transsonische Strömungen an einem schwingenden Profil und deren Einfluss auf die Flattergrenze,” Ph.D./Dissertation, TU Munich, 1992. 51
- [120] K. Pengel, R. H. G. Mueller, und B. G. van der Wall, „Stereo Pattern Recognition - the technique for reliable rotor blade deformation and twist measurement,” Nr. T121-3. AHS International Meeting on Advanced Rotorcraft Technology and Life Saving Activities, Tochigi, Japan, 11 2002. 52
- [121] M. Carius, „Kalibrierung und Bestimmung der Genauigkeit des picCOLOR Positionsmesssystems,” DLR, Institut für Aeroelastik, Tech. Rep., February 2010. [Online]: <http://elib.dlr.de/65802/> 52
- [122] S. Wiggen, „Experimental results for vortex dominated flow at a Lambda-wing with a round leading edge in steady flow,” in *AIAA SciTech*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Jan. 2014, Nr. 2014-0050. 52, 74, 76, 77, 108
- [123] C. Klein, R. H. Engler, U. Henne, und W. E. Sachs, „Application of pressure-sensitive paint for determination of the pressure field and calculation of the forces and moments of models in a wind tunnel,” *Experiments in Fluids*, Vol. 39, Nr. 2, S. 475–483, 2005. 53
- [124] C. Klein, W. Sachs, U. Henne, und J. Borbye, *Determination of transfer function of pressure-sensitive paint*. American Institute of Aeronautics & Astronautics, 2010, S. 2010-0309. 53
- [125] M. Raffel, C. Willert, und J. Kompenhans, *Particle Image Velocimetry: A Practical Guide*, Serie Engineering online library. Springer, 1998. 53
- [126] W. Nitsche und A. Brunn, *Strömungsmesstechnik*, Serie VDI-Buch. Springer, 2006. 53

- 
- [127] H. Tijdeman, *Investigations of the Transonic Flow Around Oscillating Airfoils*. National Aerospace Laboratory NLR TR 77090 U, 1977. 57
- [128] I. R. Young, „The response of waves to an opposing wind,” Ph.D./Dissertation, James Cook University, 1983. 57
- [129] R. Ainsworth, R. Miller, R. Moss, und S. Thorpe, „Unsteady pressure measurement,” *Measurement Science and Technology*, Vol. 11, Nr. 7, S. 1055, 2000. 57
- [130] G. Paniagua und R. Dénos, „Digital compensation of pressure sensors in the time domain,” *Experiments in Fluids*, Vol. 32, Nr. 4, S. 417–424, 2002. [Online]: <http://dx.doi.org/10.1007/s003480100355> 57
- [131] A. V. Oppenheim und R. W. Schaffer, *Discrete-Time Signal Processing*, 3. Aufl. Upper Saddle River, NJ, USA: Prentice Hall Press, 2009. 58
- [132] I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew, G. Musiol, und H. Mühlig, *Taschenbuch der Mathematik*, 6. Aufl. Frankfurt am Main: Verlag Harri Deutsch, 2005. 59
- [133] F. Harris, „On the use of windows for harmonic analysis with the discrete Fourier transform,” *Proceedings of the IEEE*, Vol. 66, Nr. 1, S. 51–83, 1978. 59
- [134] G. Heinzel, A. Rüdiger, R. Schilling, und T. Hannover, „Spectrum and spectral density estimation by the Discrete Fourier transform (DFT), including a comprehensive list of window functions and some new flat-top windows,” *Max Plank Institute*, Vol. 12, S. 122, 2002. 59
- [135] J. O. Smith III. (2014, 06) Introduction to digital filters. [Online]: <https://ccrma.stanford.edu/~jos/filters/filters.html> 61
- [136] G. Dietz, G. Schewe, und H. Mai, „Amplification and amplitude limitation of heave/pitch limit-cycle oscillations close to the transonic dip,” *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 22, Nr. 4, S. 505 – 527, 2006. [Online]: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0889974606000107> 62
- [137] E. Roosenboom, R. Konrath, J. Agocs, und D. Otter, „Flow Field Investigations on a UCAV with a Ducted Engine Air Intake at Transonic Conditions,” in *31st AIAA Applied Aerodynamics Conference*, Serie Conference Proceedings online, Nr. AIAA-2013-3046, 2013, S. 1–8. [Online]: <http://elib.dlr.de/78716/> 64
- [138] A. L. Braslow und E. C. Knox, „Simplified Method for the Determination of Critical Height of Distributed Roughness Particles for Boundary-Layer Transition at Mach Numbers From 0 to 5,” NACA, NACA Technical Note 4363, 1958. 64
- [139] S. Wiggen, „Unsteady pressure distributions at the wind tunnel model of a pitching Lambda wing with development of vortical flow,” *Aerospace Science and Technology*, Vol. 47, S. 396 – 405, 2015. [Online]: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1270963815003168> 72, 91, 127, 128
- [140] S. Wiggen, C. Klein, U. Henne, W. Sachs, und J. Nuhn, „Surface pressure measurements at a Lambda wing at steady and pitching angle of attack at vortex dominated flow including transonic effects,” in *CEAS 2015*. CEAS, September 2015. 74, 96, 131, 168

- [141] A. Hövelmann, F. Knoth, und C. Breitsamter, „AVT-183 diamond wing flow field characteristics Part 1: Varying leading-edge roughness and the effects on flow separation onset,” *Aerospace Science and Technology*, S. –, 2016. [Online]: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S127096381630013X> 104
- [142] O. Boelens, „CFD analysis of the flow around the X-31 aircraft at high angle of attack,” *Aerospace Science and Technology*, Vol. 20, Nr. 1, S. 38 – 51, 2012, The X-31. [Online]: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S127096381200065X> 105
- [143] A. Haselsteiner und S. Wigger, „Transitionsdetektion mittels Infrarotthermographie mit ungekühlten Kameras,” in *STAB Workshop 2013*, November 2013. [Online]: <http://elib.dlr.de/85844/> 106
- [144] R. J. Allemang, „The Modal Assurance Criterion – Twenty Years of Use and Abuse,” *Sound and Vibration*, S. 14–21, Aug. 2003. [Online]: <http://www.sandv.com/downloads/0308alle.pdf> 142
- [145] Z. Botev, J. Grotowski, und D. Kroese, „Kernel density estimation via diffusion,” *The Annals of Statistics*, Vol. 38, Nr. 5, S. 2916–2957, 2010. 147

## Verzeichnis der Abbildungen

1.1	Flattergeschwindigkeit über Pfeilungswinkel eines Flügels [2] . . . . .	2
1.2	Dämpfung über Anstellwinkel, Modell des B1 Bombers, $Ma = 0.975$ [11] . . . .	3
2.1	Umfangsgeschwindigkeit über Radius, unterschiedliche Wirbelmodelle . . . . .	8
2.2	Verlauf von Parametern über Radius, Lamb-Oseen Wirbel [58] . . . . .	8
2.3	Querschnitt durch einen Wirbel [30], Region 1 - 3 von Abb. 2.4 . . . . .	9
2.4	Zirkulation, experimentelle Parameter nach [61] . . . . .	9
2.5	Auftriebsanteile nach Polhamus, $K_P(53^\circ) = 2.8$ , $K_V(53^\circ) = 3.25$ aus [63], $\Lambda = 3.13$	10
2.6	Analogie des Vorderkantensogs . . . . .	10
2.7	a) Primär- und Sekundärwirbel b) Druckverteilung [64] . . . . .	11
2.8	Strömungstopologien abhängig von $Ma_N = Ma_\infty(1 - \sin^2 \varphi \cdot \cos^2 \alpha)^{1/2}$ und $\alpha_N = \arctan(\tan \alpha / \cos \varphi)$ [66], 2.8(a): Dünner Flügel, scharfe Vorderkante [67], 2.8(b): Scharfe Vorderkante, aus [41] . . . . .	12
2.9	Effekt der Flügelpfeilung ( $45^\circ - 76^\circ$ ) auf den Auftriebsbeiwert bei Deltaflüglern, scharfe Vorderkante [73] . . . . .	15
2.10	Deltaflügler, VK scharf [73]: 1) Spannweite Position ( $Y_a$ ) der Wiederanlegelinie über skaliertem Anstellwinkel, Theorie und Messergebnisse; Gepfeilter Flügel $\varphi = 60^\circ$ , VK rund [76]: 2) Anstellwinkelgrenzen $\alpha$ der Wirbelbildung und des Zusammenbruchs aufgetragen über Pfeilungswinkel $\varphi$ bei zwei $Re$ , . . . . .	16
2.11	Gepfeilter Flügel $\varphi = 60^\circ$ , VK rund [76]: A) Verlauf der Wirbelachse bei unter- schiedlichen $\alpha$ , B) Spannweite Entstehungsposition des Wirbels an der Vorder- kante abhängig vom Anstellwinkel, C1,C2) Druckverteilungen für unterschiedli- che $\alpha$ an zwei Schnitten . . . . .	17
2.12	Aufstellung instationärer Effekte abh. von der Strouhalzahl [28] . . . . .	18
2.13	Wirbelzusammenbruch: a) Deltaflügel mit blasenartigem (links) und helix- /spiralartigem (rechts) Zusammenbruch [80], b1) jeweils Seitenansicht [79] b2) jeweils Längs- und Querschnitt [30] . . . . .	19
2.14	Lissajous Figuren, $x = \sin(t_x)$ , $y = \sin(t_y)$ , $t = [0^\circ, 360^\circ]$ . . . . .	22
2.15	Dynamisches Verhalten der Wirbelbildung, Druckbeiwert über Anstellwinkel [85], $70^\circ$ -Deltaflügler . . . . .	22
2.16	Position von Wirbel- (V) und Wirbelzusammenbruch (VB) über Anstellwinkel, $\omega = 1.52$ , $52^\circ$ -Deltaflügler [86] . . . . .	22
2.17	Pitch-rate-induced camber Effekt [86] . . . . .	23
2.18	Effekt der bewegten Wand [88], Upstroke und Downstroke . . . . .	23
3.1	Modellgeometrie und Flansch bis zur Stirnfläche der piezoelektrischen Waage, Angaben in mm . . . . .	25
3.2	Flügelprofile, von oben nach unten: Symmetrieebene, innerer Kink, äußerer Kink, Tip . . . . .	26
3.3	Haupt- und Tipwirbel, $\alpha = 16^\circ$ , $Ma = 0.5$ , Referenzgeometrie, G. Voß [90] . . .	28
3.4	Referenzgeometrie, Oberflächenspannungslinien und Druckbeiwerte, $[x, y] = m$ , vertikale Dicke des Wirbels überhöht dargestellt [90] . . . . .	29
3.5	Spannweite Verteilungen, $Ma = 0.5$ , $\alpha = 14^\circ - 20^\circ$ , Referenzgeometrie [90] . . .	29

3.6	Globaler Auftriebs- $C_L$ und Momentenbeiwert $C_{My}$ bei Nickschwingungen und konstantem $\alpha$ , $Ma = 0.5$ . . . . .	30
3.7	Spannweite Verteilung der Antwort von Normalkraft- $c_{fz,\alpha}$ und Momentenbeiwert um die 50% Linie $c_{my50,\alpha}$ , Nickschwingung, $\alpha = 14.5^\circ \pm 0.2^\circ$ , Anregungsfrequenzen $f_{ex} = \{10, 20, 30\}$ Hz, $Ma = 0.5$ , vergl. Abb. B.3 . . . . .	31
3.8	Instationäre Druckbeiwerte $c_{p,\alpha}$ , $Ma = 0.5$ , $\alpha = 14.5^\circ \pm 0.2^\circ$ . . . . .	31
3.9	Lokaler Anteil der Bewegung normal zur Oberfläche, aufgetragen über dem Pfeilungswinkel, Hub- (heave = $\tan(\varphi) \cdot \eta$ ) im Vergleich zum Rotationsanteil ( $\alpha_{50\%} = c/(b/2) \cdot \{-0.5, 0.5\}$ ) um die 50%-Linie, Anstellwinkelschwingungen um eine Achse bei 50%-Wurzeltiefe, zwei spannweite Positionen ( $\parallel$ Druckschnitte des IWEX Modells), $\varphi_{IWEX} = 53^\circ$ . . . . .	32
3.10	$Ma = 0.5$ , $k = 0.5$ (Definition in ZAERO: $k = 2\pi f \cdot L/2/v_\infty$ , daher $L = 2c_{ref}$ ), instationäre Druckbeiwerte, Hubschwingung . . . . .	33
3.11	$Ma = 0.5$ , $k = 0.5$ , instationäre Druckbeiwerte, Anstellwinkelschwingung . . . . .	33
3.12	$Ma = 0.5$ , $k = 0.5$ , instationäre Druckbeiwerte, Torsionsschwingung um Achse $\parallel$ zu Vorderkante . . . . .	33
4.1	Transsonischer Windkanal, Messstrecke, Konfiguration 2 . . . . .	34
4.2	Versuchsstand und Messstrecke, Konfiguration 1 . . . . .	35
4.3	Skizze des Antriebs, Drehscheibe und Modell, Konfiguration 1 . . . . .	37
4.4	Skizze des Antriebs, Labyrinthbleche und Modell, Konfiguration 2 . . . . .	38
4.5	Druckverteilung, Wandschubspannungslinien, $Ma = 0.5$ , $\alpha = 16^\circ$ , 0.01 m (ohne Beule) vs. 0.03 m Peniche mit Beule [90] . . . . .	39
4.6	Designablauf, Abhängigkeiten von Geometrie-, Strukturmodellen und Lasten . . . . .	40
4.7	Schalen FE Modell, generiert mit ModGen, Materialdicke und Eigenfrequenzen . . . . .	41
4.8	Solid FE-Modell, NASTRAN, basierend auf CATIA-Modell . . . . .	42
4.9	Repräsentative Spannungsverteilung in der Haut, wie Gl. 4.3 . . . . .	44
4.10	Vertikale Beschleunigungen $\ddot{z}$ an der Flügelspitze bei dynamischer Verformung und Anstellwinkelschwingung ( $f_{ex} = 30$ Hz, $\alpha = 14.5^\circ \pm 0.2^\circ$ ) . . . . .	44
4.11	Spannungsverteilung bei Interpolation einer Verformung . . . . .	44
4.12	$Ma = 0.5$ , $\alpha = 16.5^\circ \pm 1^\circ$ , $f_{ex} = 20$ Hz, Start der Rechnung aus nicht-deformiertem Zustand . . . . .	46
4.13	Globaler Auftriebs- und Momentenbeiwert über Phase der Bewegung $\phi$ , $Ma = 0.5$ , $\alpha = 14.5^\circ \pm 1^\circ$ , Perioden 1-3 Start Bedingungen wie (3.), Restart Perioden 3-6 wie (4.) [102] . . . . .	47
4.14	MAC-Matrix Konfiguration 2 und FE, ohne Schwenk-Moden . . . . .	49
4.15	Sensorpositionen und Darstellung der Geometrie . . . . .	50
4.16	Oberseite des Modells mit Sensoren und Innenstruktur . . . . .	50
4.17	Positionen von Sensoren und Ebenen der Laserschnitte, vergl. Abb 4.15 . . . . .	54
5.1	Signalverlauf der Messkette, MK 1 . . . . .	56
5.2	Signalverlauf der Messkette, MK 3 . . . . .	56
5.3	Übertragungsfunktion und Approximation eines instationären Drucksensors . . . . .	58
7.1	PIV + iPSP-Daten, $\alpha = 13^\circ$ , $Ma = 0.5$ , $Re = 1.8$ Mio., Laserebene E1 stromauf, MK 1 und 2 . . . . .	67
7.2	PIV + iPSP-Daten, $\alpha = 16^\circ$ , $Ma = 0.5$ , $Re = 1.8$ Mio., MK 1 und 2 . . . . .	68
7.3	PIV + iPSP-Daten, $\alpha = 19^\circ$ , $Ma = 0.5$ , $Re = 1.8$ Mio., MK 1 und 2 . . . . .	69
7.4	Druckbeiwerte (ungültige Bereiche maskiert), lokale (Section 1: $p_1$ und 2: $p_2$ ) und globale (piezoel. Waage $b$ ) Auftriebs und Momentenbeiwerte, $Ma = 0.5$ , MK 3 . . . . .	70

7.5	$c_l$ und $c_m$ vs. $\alpha$ von Section 2; Druckverteilung $c_p$ : Section 1 und 2 ( $\parallel$ zur Anströmung), 3 und 4 ( $\perp$ ), $Ma = 0.5$ , unbeschichtet MK 3 . . . . .	71
7.6	Sehr langsame Variation des Anstellwinkels, $c_l$ , $c_m$ und $c_p$ über $\alpha$ , Section 2, $\alpha = 15^\circ \pm 1.5^\circ$ , $f_{ex} = 1$ Hz ( $\omega^* = 0.01$ ), $Ma = 0.5$ , $Re = 1.8$ Mio., MK 1 [139] . . .	72
7.7	Kraft- und Momentenbeiwerte, Section 1 und 2, Anstellwinkelschwingungen, $\alpha = \alpha_0 \pm 1^\circ$ , $f_{ex} = 1$ Hz, $Ma = 0.3$ , MK 3 . . . . .	72
7.8	(a)-(d) Druckbeiwerte Oberseite über $\alpha$ , jeweils Upstroke für $\alpha_0 \pm 1^\circ$ , (e)-(f) Anstellwinkel bei dem minimaler $c_p$ Wert an jeweiligem Sensor auftritt; $f_{ex} = 1$ Hz, 256 Punkte pro Periode, vergl. Abb. 7.7, $Ma = 0.3$ , MK 3 . . . . .	73
7.9	Variation der Anströmmachzahl, Beiwerte Section 1, $Re = 1.8$ Mio., MK 3 . . . . .	74
7.10	Druckverteilung iPSP, $\alpha = 13^\circ$ (links) und $\alpha = 14^\circ$ (rechts), $Ma = 0.7$ , $Re = 1.8$ Mio., Markierung --: Sections 1 - 4, MK 3 . . . . .	75
7.11	Druckverteilungen für ausgewählte Anstellwinkel, $Ma = 0.7$ , Section 2 und 3, Modell mit iPSP, MK 3 . . . . .	75
7.12	Auftriebs- und Momentenbeiwerte, Einflussbereiche bei $Ma = 0.7$ , Section 2, Modell unbeschichtet, MK 3 . . . . .	75
7.13	Reduzierte Buffet-Frequenzen von $c_{l,p2}$ über $\alpha$ und $Ma$ . . . . .	77
7.14	PIV-Daten, $u_{ges}/U_\infty$ gemittelt, $u_{rms,ges}/U_\infty$ gemittelt, zwei Aufnahmen $u_{ges}/U_\infty$ instantan, $\alpha = 16^\circ$ , $Ma = 0.5$ , $Re = 1.8$ Mio., E2 . . . . .	78
7.15	Farbskala: Geschwindigkeitsvektoren $u_{ges}/U_\infty$ , Level-Linien: Winkel ( $ang(v_{rot}/u)$ ) zwischen $v_{rot}$ und $u$ , $0^\circ$ : Anströmrichtung, $ang(v_{rot}/u) < 0^\circ$ : Rückströmung z.B. in Wirbelzentrum von E1, $\alpha = 17.5^\circ$ , $Ma = 0.5$ , links: E1, rechts: E2 . . . . .	78
7.16	Schwankungen $u_{rms,ges}$ , $\alpha = \{15^\circ, 16^\circ, 19^\circ\}$ , $Ma = 0.5$ , $Re = 1.8$ Mio., links: E1, rechts: E2 . . . . .	79
7.17	Instationäre Druckbeiwerte auf der Oberseite bei typischen $\alpha_0$ , blaue Pfeile: Tendenz bei Erhöhung von $\alpha_0$ , -- Markierung: Einteilung in Bereiche, $\Delta\alpha = \pm 0.15^\circ$ , $f_{ex} = 18$ Hz, Section 1, $Ma = 0.3$ ; Stadium I: Im HK-Bereich wirbelbehaftete Strömung nahe Oberfläche; Stadium II: Zusammenbruch der Saugspitze, Entfernen des Wirbels von der Oberfläche; Stadium III: Typische Druckverteilung mit starkem Sog unterhalb des Wirbelkerns, MK 3 . . . . .	81
7.18	Instationäre Druckbeiwerte Druckdifferenz ( $\Delta c_{p,\alpha}(x_o) = s(c_{p,\alpha,u}, x_o) - c_{p,\alpha,o}(x_o)$ , Gl. (C.2)), Amplitude und Phase, -- Markierung: Kreuzende Druckschnitte, $\alpha_0 = \{13.5^\circ, 16.5^\circ, 19.5^\circ\}$ , $\Delta\alpha = 0.2^\circ$ , $f_{ex} = 36$ Hz, $Ma = 0.5$ , MK 3 mit iPSP-Beschichtung . . . . .	82
7.19	Mittelwert der Druckbeiwerte, iPSP, -- Markierung: Lokale Amplitudenmaxima/Schnitte für Druckauswertung z.B. nahe Sections 1 - 4, $\alpha_0 = \{13.5^\circ, 16.5^\circ, 19.5^\circ\}$ , entspricht Stadium I, II zu III und III, $f_{ex} = 36$ Hz, $Ma = 0.5$ , MK 3 . . . . .	82
7.20	Amplitude (mit mittlerem $c_p$ ) und Phase von $c_{p,\alpha}$ , iPSP, -- Markierung: Lokale Amplitudenmaxima und nahe Sections 1 - 4, $\alpha = 13.5^\circ \pm 0.4^\circ$ , $f_{ex} = 18$ Hz, $Ma = 0.5$ , MK 3 . . . . .	83
7.21	Amplitude (mit mittlerem $c_p$ ) und Phase von $c_{p,\alpha}$ (Re und Im Abb. D.12), iPSP, -- Markierung: Lokale Amplitudenmaxima/Schnitte für Druckauswertung (Abb. D.13) z.B. nahe Sections 1 - 4, $\alpha = 16.5^\circ \pm 0.4^\circ$ , $f_{ex} = 18$ Hz, $Ma = 0.5$ , MK 3; zusätzlich PIV E 1 und 2: $u_{ges}$ , $\alpha = 16.5^\circ$ konstant, MK 2 . . . . .	84
7.22	Amplitude (mit mittlerem $c_p$ ) und Phase von $c_{p,\alpha}$ , iPSP, -- Markierung: Lokale Amplitudenmaxima und nahe Sections 1 - 4, $\alpha = 19.5^\circ \pm 0.4^\circ$ , $f_{ex} = 18$ Hz, $Ma = 0.5$ , MK 3 . . . . .	85



7.23	SNDR (links), Anteil der höherharmonischen Schwingungen an Noise + Distorsion $\hat{= D/(D+N)}$ (rechts), für $c_l$ und $c_m$ , $\Delta\alpha = \pm 0.15^\circ$ , $f_{ex} = 36$ Hz, $Ma = 0.3$ , MK 3 ohne Beschichtung . . . . .	85
7.24	Vergleich $\Delta c_{p,\alpha}$ Ergebnisse von ZAERO $k = \{0.35, 0.45\}$ und Messung $\alpha = 6^\circ \pm 0.15^\circ$ , $f_{ex} = 18$ Hz ( $\omega^* = 0.34$ ), $Ma = 0.3$ . . . . .	86
7.25	Differenz der instationären Druckverteilungen $\Delta c_{p,\alpha}(\alpha_0) - \Delta c_{p,\alpha}(\alpha_0 = 6.0^\circ)$ und instationäre Druckverteilung $\Delta c_{p,\alpha}(\alpha_0 = 6.0^\circ)$ , $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ , $f_{ex} = 18$ Hz, $Ma = 0.3$ . . . . .	86
7.26	Differenz instationärer Druckbeiwerte: Amplitude und Phase, Stadium I: $\alpha_0 = 13.5^\circ$ , Stadium II: $15.5^\circ$ und $16.5^\circ$ , Stadium III: $19.0^\circ$ , $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ , Anregungsfrequenzen $f_{ex} = 5$ Hz, $5$ Hz, $36$ Hz, $Ma = 0.3$ , Section 2, MK 3 . . . . .	87
7.27	Auftriebs- und Momentenbeiwert $1$ Hz ( $\Delta\alpha = 1^\circ$ ) und $36$ Hz ( $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ ), Real- und Imaginärteil $c_{l,\alpha}$ und $c_{m,\alpha}$ , Anregungsfrequenzen $f_{ex} = 5-36$ Hz ( $\omega^* = 0.10-0.69$ ), $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ , $Ma = 0.3$ , Section 1, Darstellung als Contour-Plot siehe Abb. D.22, instationäre Druckverteilungen bei eingezeichneten $\alpha_0$ siehe Abb. D.16 bis D.21 . . . . .	89
7.28	Variation von $\Delta\alpha$ , $\alpha_0 = 15^\circ$ , $f_{ex} = 12$ Hz, $Ma = 0.5$ , MK 1 [139] . . . . .	91
7.29	Amplitudenvariation, $c_l$ und $c_m$ über $\alpha$ , $\alpha_0 = \{14.3^\circ, 15.0^\circ, 15.5^\circ\}$ , $f_{ex} = 18$ Hz, $Ma = 0.5$ , Section 1 . . . . .	92
7.30	Amplitudenvariation, Zusammenbruch der Saugspitze und Wirbelbildung und Wanderung, $c_l$ über $\alpha$ , $\alpha_0 = 15.04^\circ$ , $f_{ex} = 12$ Hz, $Ma = 0.5$ , Section 2, MK 1 . . . . .	93
7.31	Amplitudenvariation, Wirbelwanderung und maximaler Auftrieb, $c_l$ über $\alpha$ , $\alpha_0 = 15.54^\circ$ , $f_{ex} = 12$ Hz, $Ma = 0.5$ , Section 2, MK 1 . . . . .	93
7.32	Kurzzeit Übertragungsfunktion von $18$ Hz Schwingungen (Auswertelänge $1.5$ Perioden), überlagerte $1$ Hz ( $\Delta\alpha = 2^\circ$ ) und $18$ Hz ( $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ ) und einfache $18$ Hz ( $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ ) Sinus-Schwingungen, verschiedene $\alpha_0$ , Section 2, $Ma = 0.3$ , vergl. Abb. D.39 . . . . .	95
7.33	Real-/ Imaginärteil von $c_{p,\alpha}$ (iPSP), -- Markierung: Lokale Amplitudenmaxima und nahe Sections 1 - 4, $\alpha = 11.06^\circ \pm 0.2^\circ$ , $f_{ex} = 36$ Hz, $Ma = 0.7$ , Mittelwert Abb. D.40, MK 3 . . . . .	97
7.34	Real-/ Imaginärteil von $c_{p,\alpha}$ (iPSP), -- Markierung: Lokale Amplitudenmaxima und nahe Sections 1 - 4, $\alpha = 14.06^\circ \pm 0.2^\circ$ , $f_{ex} = 36$ Hz, $Ma = 0.7$ , Mittelwert Abb. D.41, MK 3 . . . . .	97
7.35	Energiebilanz $c_{pw,o}$ (iPSP und Drucksensoren auf der Oberseite) normiert mit $1/(\Delta\alpha)^2$ (Gl. 5.35), $>0$ destabilisierend (Energie von Fluid zu Bewegung), $<0$ stabilisierend, Markierung -- bei iPSP: Lokales max. von $ c_{p,\alpha} $ (magenta) und Schnitte für Druckauswertung nahe Sections 1 - 4, vergl. $c_{p,\alpha}$ Abb. 7.20, $\alpha_0 = 13.5^\circ$ , $Ma = 0.5$ , MK 3 . . . . .	98
7.36	Energiebilanz $c_{pw,o}$ (iPSP und Drucksensoren auf der Oberseite) normiert mit $1/(\Delta\alpha)^2$ (Gl. 5.35), $>0$ destabilisierend (Energie von Fluid zu Bewegung), $<0$ stabilisierend, Markierung -- bei iPSP: Lokales max. von $ c_{p,\alpha} $ und Schnitte für Druckauswertung (Abb. D.13) und nahe Sections 1 - 4, vergl. $c_{p,\alpha}$ Abb. 7.21, $\alpha_0 = 16.5^\circ$ , $Ma = 0.5$ , MK 3 . . . . .	99
7.37	Energiebilanz $c_{pw,o}$ (iPSP und Drucksensoren Oberseite) normiert mit $1/(\Delta\alpha)^2$ , $>0$ destabilisierend (Energie von Fluid zu Bewegung), Markierung -- bei iPSP: Schnitte für Druckauswertung nahe Sections 1 - 4, vergl. Abb. 7.33, $\alpha_0 = 11.06^\circ$ , $Ma = 0.7$ , MK 3 . . . . .	100
7.38	Energiebilanz $c_{pw,o}$ (iPSP und Drucksensoren Oberseite) normiert mit $1/(\Delta\alpha)^2$ , $>0$ destabilisierend (Energie von Fluid zu Bewegung), Markierung -- bei iPSP: Schnitte für Druckauswertung nahe Sections 1 - 4, vergl. Abb. 7.34, $\alpha_0 = 14.06^\circ$ , $Ma = 0.7$ , MK 3 . . . . .	100

7.39	Argand Diagramm mit Phase für $c_{l,\alpha}$ und $c_{m,\alpha}$ , Anregungsfrequenzen $f_{ex} = 5-36$ Hz ( $\omega^* = 0.10-0.69$ ), $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ , $Ma = 0.3$ , Section 2; Biegeform und instationäre Kräfte an einem stark gepfeilten Flügel . . . . .	102
7.40	Druckverteilungen bei unterschiedlichen Höhen der Transitionsfixierung und Beschichtung mit iPSP, $\alpha = 15^\circ$ und $15.5^\circ$ , $Ma = 0.5$ , MK 3 . . . . .	104
7.41	Einfluss der Beschichtung auf $c_l, c_m$ und $c_d$ , Section 1, 2 und piezoelektrische Waage, $Ma = 0.5$ , $Re = 1.8$ Mio., MK 3 . . . . .	105
7.42	Druckverteilungen der Drucksensoren und iPSP, $\alpha = 16.5^\circ$ , $Ma = 0.5$ , MK 3 . . . . .	106
7.43	Instationäre Druckbeiwerte (Oberseite), Drucksensoren und Querschnitte durch iPSP, Amplitude und Phase, $\alpha = 16.5^\circ \pm 0.4^\circ$ , $f_{ex} = 18$ Hz, $Ma = 0.5$ , MK 3 . . . . .	107
7.44	Verformung, Biege-Anteil an 50%-Linie, $Ma = 0.5$ , $Re = 2.6$ Mio., MK 3 . . . . .	108
7.45	Verformung, Twist-Anteil um 50%-Linie, $Ma = 0.5$ , $Re = 2.6$ Mio., MK 3 . . . . .	108
7.46	Soll- und Ist-Verschiebung um $\alpha_0$ in stationärem Modell-Koordinatensystem, verschiedene Marker über Zeit (24 Samples/Periode) und alle Marker mit Approximationsgeraden für $\alpha_{min}$ und $\alpha_{max}$ (Seitenansicht), $\alpha = 16.5^\circ \pm 0.15^\circ$ , $f_{ex} = 36^\circ$ , $Ma = 0.3$ . . . . .	109
7.47	Relative Twist-Verformung, gemittelter Wert aus allen $\alpha_0$ , vergl. Abb. D.55, $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ , $Ma = 0.3$ . . . . .	110
7.48	Relative Biegeverformung der 50%-Achse, gemittelter Wert aus allen $\alpha_0$ , vergl. Abb. D.56, $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ , $Ma = 0.3$ . . . . .	110
7.49	Soll und Ist-Verschiebung um $\alpha_0$ in stationärem Modell-Koordinatensystem, alle Marker für $\alpha_{min}$ und $\alpha_{max}$ (Seitenansicht), $\alpha = 16.5^\circ \pm 0.4^\circ$ , $f_{ex} = 18$ Hz, $Ma = 0.5$ . . . . .	110
A.1	Laserlichtschnitt, $\alpha = 20^\circ$ , Deltaflügler $\phi = 85^\circ$ in [30] . . . . .	135
A.2	Maximaler Auftrieb $C_{Amax}$ abhängig von Dickenverhältnis $d/l$ des Flügels und dem Nasenradius $z_1/d$ [69] . . . . .	136
A.3	Pfeilungswinkel der Geschwindigkeitsvektoren in der Grenzschicht, $\beta_E$ Grenzschichtrand, $\beta_W$ nahe Wand, $\xi$ Position in Tiefenrichtung, $\eta$ Position in Spannweitenrichtung, $76^\circ$ -Deltaflügler [71] . . . . .	136
A.4	Auftriebsbeiwert, Wanderung des Wirbelkerns und Axiale Fluktuationen vor und nach einem spiralartigen Wirbelzusammenbruch in Abhängigkeit des Anstellwinkels [22] . . . . .	137
A.5	Phasen der Wirbelbildung bei nicht-schlanken Flügeln [28] . . . . .	137
A.6	Wirbelzusammenbruch [85], Anstellwinkel über Position in Tiefenrichtung, $\phi = 70^\circ$ Deltaflügler . . . . .	137
B.1	IWEX Modell im TWG, Konfiguration 1 . . . . .	138
B.2	Strukturiertes Stützgitter und interpolierte $c_p$ Verteilung . . . . .	139
B.3	Spannweiteige Verteilung des Normalkraftbeiwertes $c_{fz}$ über Phasenwinkel der Bewegung $\Phi$ (3 Perioden), $Ma = 0.5$ , $f=30$ Hz, $\alpha = 14.5^\circ \pm 0.2^\circ$ . . . . .	140
B.4	Instationäre Luftkräfte (Normalkraft- und Momentenbeiwert um 50% Achse), Anstellwinkelschwingung, Tip gekürzt, $Ma = 0.5$ , ZAERO, $k = [0, 1.6]$ . . . . .	140
B.5	Anregungsfrequenz 30 Hz, Nickschwingung, ZAERO vs. CFD $\alpha = 14.5^\circ \pm 0.2^\circ$ vs. ZAERO + Korrektur ( $[\alpha_2 = 12.5^\circ, \alpha_1 = 12.0^\circ]$ und $[\alpha_2 = 15.0^\circ, \alpha_1 = 14.5^\circ]$ ), $Ma = 0.5$ . . . . .	141
B.6	MAC-Matrix des unbestückten Modells und der FE Simulation . . . . .	142
B.7	Eigenmoden des FE-Modells . . . . .	143
B.8	Gemessene Eigenformen des Modells . . . . .	144
D.1	PIV-Daten, Wirbelstärke, $\alpha = \{13^\circ, 15^\circ, 16^\circ, 19^\circ\}$ , $Ma = 0.5$ , $Re = 1.8$ Mio., links: Schnittebene E1, rechts: Schnittebene E2 . . . . .	148

D.2	Horizontaler Schnitt durch E1 $z = 0.02$ m (vergl. Abb. D.1), Geschwindigkeiten, Wirbelstärke und Geschwindigkeitsschwankungen, $\alpha = 19.0^\circ$ , $Ma = 0.5$ . . . . .	149
D.3	PIV-Daten, Swirl-Kriterium $\lambda_{ci}$ , oben: $\alpha = \{13^\circ, 15^\circ\}$ , unten: $\alpha = \{16^\circ, 19^\circ\}$ , $Ma = 0.5$ , $Re = 1.8$ Mio., E2 . . . . .	149
D.4	Druckbeiwerte, Variation des stationären Anstellwinkels, $Ma = 0.5$ , $Re = 1.8$ Mio., Modell unbeschichtet, MK3 . . . . .	150
D.5	Variation der Anströmmachzahl, Beiwerte Section 2, $Re = 1.8$ Mio., MK 3 . . . . .	151
D.6	Variation der Anströmmachzahl, Beiwerte Waage, $Re = 1.8$ Mio., MK 3 . . . . .	151
D.7	Variation der Machzahl, Auftrieb über Moment und Anstellwinkel, Section 1 . . . . .	151
D.8	Re Variation, $Re = 1.5 - 2.6$ Mio., $\alpha = 14.5^\circ$ , $Ma = 0.5$ , MK 3 (mit TD) . . . . .	152
D.9	Mittelwert, Standardabweichung (std) und Schiefe (skew) von $c_{l,p2}$ und $c_{m,p2}$ , $Ma = [0.3, 0.4, 0.5]$ , und approximierte Häufigkeitsverteilung von $c_{m,p2}$ bei $Ma = 0.5$ . . . . .	152
D.10	PSD von $c_{l,p2}$ abhängig von Anstellwinkel, $Ma = 0.5$ . . . . .	153
D.11	PSD von $c_{l,p2}$ abhängig von Machzahl, $\alpha = 19^\circ$ . . . . .	153
D.12	Real- und Imaginärteil von $c_{p,\alpha}$ (Amp. und $\Phi$ siehe Abb. 7.21), iPSP, -- Markierung: Lokale Amplitudenmaxima/ Schnitte für Druckauswertung (Abb. D.13) und nahe Sections 1 - 4, $\alpha = 16.5^\circ \pm 0.4^\circ$ , $f_{ex} = 18$ Hz, $Ma = 0.5$ , MK 3 . . . . .	154
D.13	Instationäre Druckbeiwerte, Amplitude und Phase, Querschnitte durch iPSP-Daten, Modelloberseite, $\alpha = 16.5^\circ \pm 0.2^\circ$ und $\pm 0.4^\circ$ , $f_{ex} = \{18$ Hz, 36 Hz $\}$ , $Ma = 0.5$ , MK 3 . . . . .	154
D.14	Instationäre Druckbeiwerte Modelloberseite, Real- und Imaginärteil, beginnende Wirbelbildung an der Vorderkante (Markierungen), $\alpha_0 = \{15.5^\circ, 16.0^\circ, 16.5^\circ\}$ , $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ , $f_{ex} = 36$ Hz, $Ma = 0.3$ , MK 3 . . . . .	155
D.15	PSD der 1. - 4. harmonischen von $c_p$ Modelloberseite, normiert mit PSD der grundharmonischen Anregungsamplitude $\Delta\alpha$ , $\alpha = 15.5^\circ \pm 0.15^\circ$ , $f_{ex} = [5$ Hz, 36 Hz $]$ , $Ma = 0.3$ , MK 3 ohne Beschichtung . . . . .	155
D.16	Instationäre Druckbeiwerte, Real- und Imaginärteil, Stadium I, $\alpha = 13.5^\circ \pm 0.15^\circ$ , $f_{ex} = [5$ Hz, 36 Hz $]$ , $Ma = 0.3$ , Markierung $\times \hat{=}$ Oberseite, $\circ \hat{=}$ Unterseite, MK 3 . . . . .	156
D.17	Druckverteilung stationärer Messpunkt; Differenz instationäre Druckbeiwerte: Amplitude und Phase, Stadium I, $\alpha = 13.5^\circ \pm 0.15^\circ$ , $f_{ex} = [5$ Hz, 36 Hz $]$ , $Ma = 0.3$ , MK 3 . . . . .	156
D.18	Instationäre Druckbeiwerte, Real- und Imaginärteil, Stadium II, $\alpha = 16.5^\circ \pm 0.15^\circ$ , $f_{ex} = [5$ Hz, 36 Hz $]$ , $Ma = 0.3$ , Markierung $\times \hat{=}$ Oberseite, $\circ \hat{=}$ Unterseite, MK 3 . . . . .	157
D.19	Druckverteilung stationärer Messpunkt; Differenz instationäre Druckbeiwerte: Amplitude und Phase, Stadium II, $\alpha = 16.5^\circ \pm 0.15^\circ$ , $f_{ex} = [5$ Hz, 36 Hz $]$ , $Ma = 0.3$ , MK 3 . . . . .	157
D.20	Instationäre Druckbeiwerte, Real- und Imaginärteil, Stadium III, $\alpha = 16.5^\circ \pm 0.15^\circ$ , $f_{ex} = [5$ Hz, 36 Hz $]$ , $Ma = 0.3$ , Markierung $\times \hat{=}$ Oberseite, $\circ \hat{=}$ Unterseite, MK 3 . . . . .	158
D.21	Druckverteilung stationärer Messpunkt; Differenz instationäre Druckbeiwerte: Amplitude und Phase, Stadium III, $\alpha = 19.0^\circ \pm 0.15^\circ$ , $f_{ex} = [5$ Hz, 36 Hz $]$ , $Ma = 0.3$ , MK 3 . . . . .	158
D.22	Real- und Imaginärteil von $c_{l,\alpha}$ und $c_{m,\alpha}$ , Anregungsfrequenzen $f_{ex} = [5$ Hz, 36 Hz $]$ ( $\omega^* = [0.10, 0.69]$ ), $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ , $Ma = 0.3$ , Section 1 . . . . .	159
D.23	Auftriebs- und Momentenbeiwert 1 Hz ( $\Delta\alpha = 1^\circ$ ) und 36 Hz ( $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ ); Amplitude und Phase von $c_{l,\alpha}$ und $c_{m,\alpha}$ , Anregungsfrequenzen $f_{ex} = [5$ Hz, 36 Hz $]$ ( $\omega^* = [0.10, 0.69]$ ), $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ , $Ma = 0.3$ , Section 1 . . . . .	159

D.24	Auftriebs- und Momentenbeiwert 1 Hz ( $\Delta\alpha = 1^\circ$ ) und 36 Hz ( $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ ); Real- und Imaginärteil von $c_{l,\alpha}$ und $c_{m,\alpha}$ , Anregungsfrequenzen $f_{ex} = [5 \text{ Hz}, 36 \text{ Hz}]$ ( $\omega^* = [0.10, 0.69]$ ), $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ , $\text{Ma} = 0.3$ , Section 2 . . . . .	160
D.25	Amplitude und Phase von $c_{l,\alpha}$ und $c_{m,\alpha}$ , Anregungsfrequenzen $f_{ex} = [5 \text{ Hz}, 36 \text{ Hz}]$ ( $\omega^* = [0.10, 0.69]$ ), $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ , $\text{Ma} = 0.3$ , Section 2 . . . . .	160
D.26	Auftriebs- und Momentenbeiwert 1 Hz ( $\Delta\alpha = 1^\circ$ ) und 36 Hz ( $\Delta\alpha = 0.12^\circ$ ); Real- und Imaginärteil, $c_{l,\alpha}$ und $c_{m,\alpha}$ Anregungsfrequenzen $f_{ex} = [5 \text{ Hz}, 36 \text{ Hz}]$ ( $\omega^* = [0.06, 0.41]$ ), $\Delta\alpha = 0.12^\circ$ , $\text{Ma} = 0.5$ , Section 1 . . . . .	161
D.27	Amplitude und Phase von $c_{l,\alpha}$ und $c_{m,\alpha}$ , Anregungsfrequenzen $f_{ex} = [5 \text{ Hz}, 36 \text{ Hz}]$ ( $\omega^* = [0.06, 0.41]$ ), $\Delta\alpha = 0.12^\circ$ , $\text{Ma} = 0.5$ , Section 1 . . . . .	161
D.28	Auftriebs- und Momentenbeiwert 1 Hz ( $\Delta\alpha = 1^\circ$ ) und 36 Hz ( $\Delta\alpha = 0.12^\circ$ ); Real- und Imaginärteil, $c_{l,\alpha}$ und $c_{m,\alpha}$ Anregungsfrequenzen $f_{ex} = [5 \text{ Hz}, 36 \text{ Hz}]$ ( $\omega^* = [0.06, 0.41]$ ), $\Delta\alpha = 0.12^\circ$ , $\text{Ma} = 0.5$ , Section 2 . . . . .	162
D.29	Amplitude und Phase, $c_{l,\alpha}$ und $c_{m,\alpha}$ , Anregungsfrequenzen $f_{ex} = [5 \text{ Hz}, 36 \text{ Hz}]$ ( $\omega^* = [0.06, 0.41]$ ), $\Delta\alpha = 0.12^\circ$ , $\text{Ma} = 0.5$ , Section 2 . . . . .	162
D.30	Druckverteilung: Mittelwert mit Standardabweichung und phasengemittelte bei $\alpha_{max}$ und $\alpha_{min}$ , $\alpha = 15.0^\circ \pm 0.4^\circ$ , $f_{ex} = 18 \text{ Hz}$ , $\text{Ma} = 0.5$ , MK 3 . . . . .	163
D.31	Schematische Darstellung des Amplitudeneffektes bei nichtlinearem stationären Verlauf mit fester Phasennacheilung . . . . .	163
D.32	Instationäre Beiwerte $c_{l,\alpha}$ und $c_{m,\alpha}$ über $\Delta\alpha$ , $\alpha_0 = \{14.3^\circ, 15.0^\circ, 15.5^\circ, 16.3^\circ\}$ , $f_{ex} = 18 \text{ Hz}$ , $\text{Ma} = 0.5$ , Section 1, MK 3 . . . . .	164
D.33	Auftriebs- und Momentenbeiwert über $\alpha$ , $\alpha_0 = 15.0^\circ$ , $f_{ex} = 12 \text{ Hz}$ , $\text{Ma} = 0.5$ , Section 1, MK 1 . . . . .	164
D.34	Instationäre Beiwerte $c_{l,\alpha}$ über $\Delta\alpha$ , $\alpha_0 = \{15.0^\circ, 15.5^\circ\}$ , $f_{ex} = \{5, 12, 18\} \text{ Hz}$ , $\text{Ma} = 0.5$ , Section 2, MK 1 und 3 . . . . .	164
D.35	Instationärer Auftriebsbeiwert (Amplitude und Phase), Signal zu Rausch- und Verzerrungsverhältnis und Anteil der Höherharmonischen am zusätzlichen spektralen Inhalt, $f_{ex} = 18 \text{ Hz}$ , $\text{Ma} = 0.5$ , Section 2, MK 3 . . . . .	165
D.36	Vergleich $\Delta c_{p,\alpha}$ Sinus- (S) ( $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ ) vs. Rauschanregung (R) ( $\Delta\alpha < 0.01^\circ$ ), links nach rechts: $\alpha_0 = \{12.0^\circ, 15.5^\circ, 16.5^\circ, 18.0^\circ\}$ , $f_{ex} = \{12, 18, 28\} \text{ Hz}$ , $\text{Ma} = 0.3$ , Section 1 . . . . .	165
D.37	Verlauf von $\alpha$ bei 18 Hz, 36 Hz und Überlagerung von beidem mit unterschiedlichem zeitlichem Versatz, $\alpha_0 = 6^\circ$ . . . . .	166
D.38	Vergleich $c_{p,\alpha}$ Oberseite, Anregung mit einfacher Sinus-Form und Überlagerung zweier Frequenzen mit unterschiedlichem zeitlichem Versatz (Abb. D.37), $f_{ex} = 18 \text{ Hz}$ und $36 \text{ Hz}$ , $\Delta\alpha(f_{ex1}, f_{ex2}) = 0.15^\circ$ , $\text{Ma} = 0.3$ , Section 1 und 2 . . . . .	166
D.39	Auftriebs- und Momentenbeiwert über Anstellwinkel, Überlagerte Anstellwinkelschwingung 1 Hz ( $\Delta\alpha = 2^\circ$ ) und 18 Hz ( $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ ), Section 2, $\text{Ma} = 0.3$ . . . .	167
D.40	Mittelwert $c_p$ (iPSP), Markierungen: Amplitudenmaxima von $c_{p,\alpha}$ Abb. 7.33, $\alpha = 11.06^\circ \pm 0.2^\circ$ , $f_{ex} = 36 \text{ Hz}$ . . . . .	167
D.41	Mittelwert $c_p$ (iPSP), Markierungen: Amplitudenmaxima von $c_{p,\alpha}$ Abb. 7.34, $\alpha = 14.06^\circ \pm 0.2^\circ$ , $f_{ex} = 36 \text{ Hz}$ . . . . .	167
D.42	Instationäre Druckbeiwerte $\Delta c_{p,\alpha}$ , Section 1 und 2, $\alpha_0 = \{10.5^\circ, 12.0^\circ, 13.0^\circ, 14.0^\circ, 15.5^\circ\}$ , $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ , $f_{ex} = [5 \text{ Hz}, 36 \text{ Hz}]$ , $\text{Ma} = 0.7$ , unbeschichtet, [140] . . . . .	168
D.43	Real- und Imaginärteil, $c_{l,\alpha}$ und $c_{m,\alpha}$ Anregungsfrequenzen $f_{ex} = [5 \text{ Hz}, 36 \text{ Hz}]$ ( $\omega^* = [0.04, 0.30]$ ), $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ , $\text{Ma} = 0.7$ , Section 1 . . . . .	169
D.44	Real- und Imaginärteil, $c_{l,\alpha}$ und $c_{m,\alpha}$ Anregungsfrequenzen $f_{ex} = [5 \text{ Hz}, 36 \text{ Hz}]$ ( $\omega^* = [0.04, 0.30]$ ), $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ , $\text{Ma} = 0.7$ , Section 2 . . . . .	169

D.45 Energiebilanz $c_{pw,o}$ (iPSP) normiert mit $1/(\Delta\alpha)^2$ (Gl. 5.35), $>0$ destabilisierend (Energie von Fluid zu Bewegung), $<0$ stabilisierend, Markierung -- bei iPSP: Schnitte für Druckauswertung nahe Sections 1 - 4, $\alpha_0 = 15.5^\circ$ , $Ma = 0.5$ , MK 3 .	170
D.46 Energiebilanz $c_{pw,o}$ (iPSP) normiert mit $1/(\Delta\alpha)^2$ (Gl. 5.35), $>0$ destabilisierend (Energie von Fluid zu Bewegung), $<0$ stabilisierend, Markierung -- bei iPSP: Lokales max. von $ c_{p,\alpha} $ und Schnitte für Druckauswertung nahe Sections 1 - 4, $\alpha_0 = 19.5^\circ$ , $Ma = 0.5$ , MK 3 . . . . .	170
D.47 Stationärer Auftriebs- und Momentenbeiwert (um 25% x/c), instationärer Momentenbeiwert um die VK $Re(c_{mVK,\alpha})$ und $Im(c_{mVK,\alpha})$ , $f_{ex} = \{12 \text{ Hz}, 36 \text{ Hz}\}$ ( $\omega^* = \{0.23, 0.69\}$ ), $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ , $Ma = 0.3$ , Section 1 und 2 . . . . .	171
D.48 Energieeintrag, $C_w$ um VK, Skalierung $1/(\Delta\alpha)^2$ , $f_{ex} = 18 \text{ Hz}$ , $Ma = 0.5$ . . . . .	171
D.49 Druckverteilungen bei unterschiedlichen Höhen der Transitionsfixierung und Beschichtung mit iPSP, $\alpha = 16^\circ$ , $Ma = 0.5$ , MK3 . . . . .	172
D.50 Druckverteilungen der Drucksensoren und iPSP, $\alpha = 14.0^\circ$ , $Ma = 0.5$ , MK 3 . .	172
D.51 Instationäre Druckbeiwerte (Oberseite), Drucksensoren und Querschnitte durch iPSP, Amplitude und Phase, $\alpha = 13.5^\circ \pm 0.4^\circ$ , $f_{ex} = 18 \text{ Hz}$ , $Ma = 0.5$ , MK 3 . . .	173
D.52 Instationäre Druckbeiwerte (Oberseite), Drucksensoren und Querschnitte durch iPSP, Amplitude und Phase, $\alpha = 19.5^\circ \pm 0.4^\circ$ , $f_{ex} = 18 \text{ Hz}$ , $Ma = 0.5$ , MK 3 . . .	173
D.53 Verformung $\Delta z$ aus gemittelten PicColor Messdaten, Modell-Koordinatensystem, $\alpha = \{10^\circ, 12^\circ, 16^\circ\}$ , $Ma = 0.5$ , $Re = 2.6 \text{ Mio.}$ , MK 3 . . . . .	174
D.54 Verformung $\Delta z$ , Amplitude bei $f = 36 \text{ Hz}$ , Modell-Koordinatensystem, gemittelt aus allen $\alpha_0$ , $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ , $f_{ex} = 36 \text{ Hz}$ , $Ma = 0.3$ . . . . .	174
D.55 Relative Twist-Verformung, gemittelter Wert aus allen $\alpha_0$ , über Frequenz, $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ , $Ma = 0.3$ . . . . .	174
D.56 Relative Biegeverformung der 50%-Achse, gemittelter Wert aus allen $\alpha_0$ , über Frequenz, $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ , $Ma = 0.3$ . . . . .	174

## Verzeichnis der Tabellen

3.1	Referenzgrößen und wichtige Größen des Modells . . . . .	26
4.1	Eigenfrequenzen, gemessene Dämpfung ( $d$ ) und MAC-Werte des unbestückten Modells und Vergleich mit FE-Modell (Solid Elemente) . . . . .	48
4.2	Eigenfrequenzen des bestückten Modells, Konfiguration 2, und Vergleich mit FE-Modell (Solid Elemente) . . . . .	49
6.1	Ablauf der Messungen und hauptsächlich verwendete Sensorik für die Auswertung	65
6.2	Umfang der Parametervariationen . . . . .	65
B.1	Massen und Schwerpunkte, bezogen auf Rotationsachse ( $x = 0$ ) im Modellkoordinatensystem, $y = 0$ bei Symmetrieebene . . . . .	142

## A Zu Kapitel 2

### A.1 Theoretische Modelle von Wirbeln

#### Potential Wirbel

Die einfachste Beschreibung eines Wirbels ist eine potentialtheoretische. Sie entspricht einem singulären Punkt mit der Zirkulation  $\Gamma_0$ . Der Rest ist rotationsfrei (Abb. 2.1). Die Umfangsgeschwindigkeit ( $u_\theta$ ) fällt reziprok mit dem Radius ab.

#### Rankine Wirbel

Bei einem Rankine Wirbel wird ein viskoser Kern mit dem Radius  $r_1$  angenommen. Er vollführt eine Starrkörperrotation mit der Rotationsgeschwindigkeit  $\Omega_0$ . Die Wirbelstärke ist innerhalb von  $r_1$  also konstant. Die Zirkulation steigt bis zum Rand des Kerns quadratisch an. Die Außenströmung entspricht dem Potentialwirbel. Somit fällt am Wirbelrand die Wirbelstärke sprunghaft auf Null ab und die Strömung ist rotationsfrei.

$$\Omega_0 = \frac{\Gamma_0}{2\pi r_1^2} \quad (\text{A.1})$$

$$u_\theta = \Omega_0 r \quad \text{für } r \leq r_1 \quad (\text{A.2})$$

$$u_\theta = \frac{\Omega_0 \cdot r_1^2}{r} \quad \text{für } r > r_1 \quad (\text{A.3})$$

$$\Gamma = \int \vec{\omega} \cdot \vec{n} dA \quad (\text{A.4})$$

Da bei einem konstanten Wirbel ein Kräftegleichgewicht zwischen Trägheits- und Druckkräften angenommen wird, lässt sich ermitteln, dass im Kern ein Druckminimum vorliegen muss.

#### Lamb-Oseen Wirbel

Der Lamb-Oseen Wirbel entstammt der direkten Lösung der instationären Navier-Stokes Gleichung ohne Turbulenz. Der Anfangszustand entspricht einem Potential Wirbel der Stärke  $\Gamma_0$ . Durch viskose Diffusion weitet sich der Kern mit der Zeit aus. Dadurch ergibt sich am Rand des Wirbelkerns ein glatter Übergang der Wirbelstärke. Der Wirbel kann somit als viskose Form eines Rankine Wirbels betrachtet werden. Für die Wirbelstärke ergibt sich eine zweidimensionale Gauss-Verteilung. Je größer die kinematische Viskosität  $\nu$  ist, desto stärker ist die Diffusion und damit die Aufweitung des Wirbelkerns über der Zeit.

$$\omega = \frac{\Gamma_0}{4\pi\nu t} \cdot e^{-\frac{r^2}{4\pi\nu t}} \quad (\text{A.5})$$

Die Abbildung 2.2 zeigt die Verteilung verschiedener Parameter des Lamb-Oseen Wirbels. Im Wirbelkern liegt der geringste Druck und die maximale Wirbelstärke, jedoch keine Umfangsgeschwindigkeit vor. Die größte Schubspannung kann auch außerhalb des Radius der maximalen Umfangsgeschwindigkeit auftreten. Der Parameter  $r_1$  entspricht dem Radius der maximalen Umfangsgeschwindigkeit.

#### Burgers Wirbel

Der Burgers Wirbel hingegen entstammt der stationären, dreidimensionalen Lösung der Navier-Stokes Gleichung. Es wird ein Zusammenhang zwischen Verzerrungs- und Rotationsanteil hergestellt. Die radiale, viskose Aufweitung des Wirbels mit der Geschwindigkeit  $u_r$  wird durch eine

axiale ( $z$ ) Verzerrung mit dem Faktor  $\alpha$  und der Geschwindigkeit  $u_z$  ausgeglichen. Es besteht ein exponentieller Zusammenhang zwischen der Umfangsgeschwindigkeit und der Verzerrung. Eine radiale Expansion bewirkt also eine Verringerung der axialen Geschwindigkeit und umgekehrt.

$$u_r = \frac{-\alpha \cdot r}{2} \quad (\text{A.6})$$

$$u_\theta = \frac{\Gamma_0}{2\pi r} \cdot \left(1 - e^{-\frac{\alpha \cdot r^2}{4\nu}}\right) \quad (\text{A.7})$$

$$u_z = \alpha \cdot z \quad (\text{A.8})$$

Die Wirbelmodelle werden u.a. für Stabilitätsuntersuchungen des Wirbels genutzt [59,60]. Kleine Anfangsstörungen breiten sich aus und führen zu einer abrupten Erweiterung des Wirbels und häufig auch des Kerns. Dies wird als Wirbelzusammenbruch bezeichnet (Abschnitt 2.2).

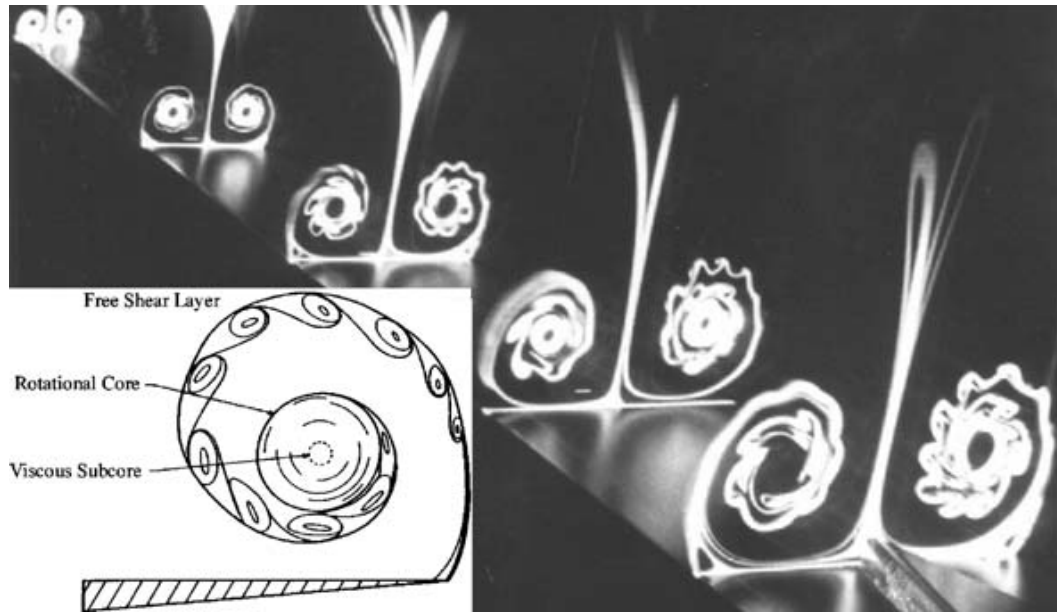


Abbildung A.1: Laserlichtschnitt,  $\alpha = 20^\circ$ , Deltaflügler  $\phi = 85^\circ$  in [30]



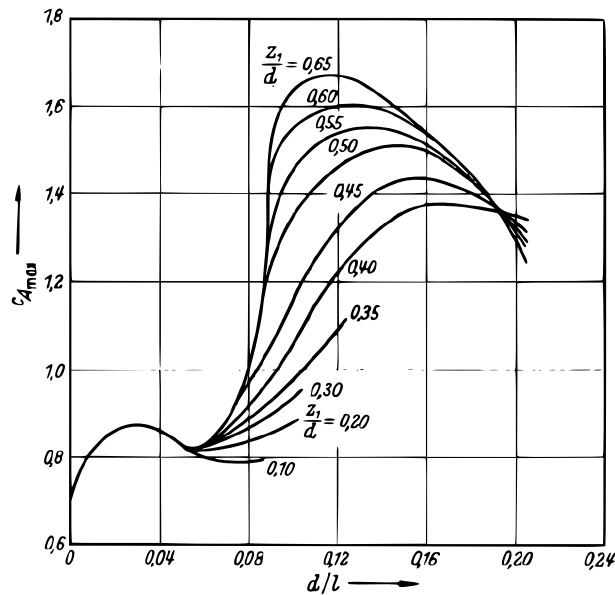


Abbildung A.2: Maximaler Auftrieb  $C_{Amax}$  abhängig von Dickenverhältnis  $d/l$  des Flügels und dem Nasenradius  $z_1/d$  [69]

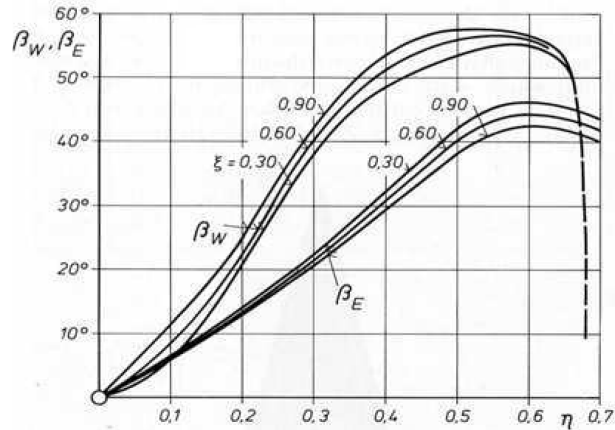


Abbildung A.3: Pfeilungswinkel der Geschwindigkeitsvektoren in der Grenzschicht,  $\beta_E$  Grenzschichtrand,  $\beta_W$  nahe Wand,  $\xi$  Position in Tiefenrichtung,  $\eta$  Position in Spannweitenrichtung, 76°-Deltaflügler [71]

## A.2 Anstellwinkelbereiche bei VFE-2

Am Beispiel des VFE-2 Modells sei der Unterschied bei der Wirbelbildung zwischen einer runden und einer scharfen Vorderkante beschrieben. In [38] wurden folgende Strömungsbereiche in Abhängigkeit des Anstellwinkels unterschieden und an einzelnen Punkten genauer untersucht:

- Anliegende Strömung  $0^\circ - 4^\circ$
- Abgelöste wirbelbehaftete Strömung ohne Wirbelzusammenbruch  $4^\circ - 20^\circ$   
 $\alpha = 13^\circ$  Wirbelbildung:  
 Scharfe Vorderkante ( $r/c = 0$ ): An nahezu gesamter Vorderkante abgelöste Strömung  
 Vorderkante mittleren Radius ( $r/c = 0.0015$ ): Teilweise anliegende (stromauf), teilweise abgelöste Strömung (weiter stromabwärts)  
 Bei vollständig abgelöster wirbelbehafteter Strömung kein Wirbelzusammenbruch
- $\alpha = 18^\circ$  Abgelöste Strömung:  
 Scharfe Vorderkante: Abgelöste Strömung  
 Vorderkante mittleren Radius: Abgelöste Strömung
- Abgelöste Strömung mit Wirbelzusammenbruch  $20^\circ - 40^\circ$   
 $\alpha = 23^\circ$  Wirbelzusammenbruch über dem Flügel  
 Scharfe Vorderkante: Wirbelzusammenbruch wandert stromaufwärts  
 Vorderkante mittleren Radius: Wirbelzusammenbruch wandert stromaufwärts
- Abgelöste Strömung mit Totwassergebiet  $40^\circ - 90^\circ$

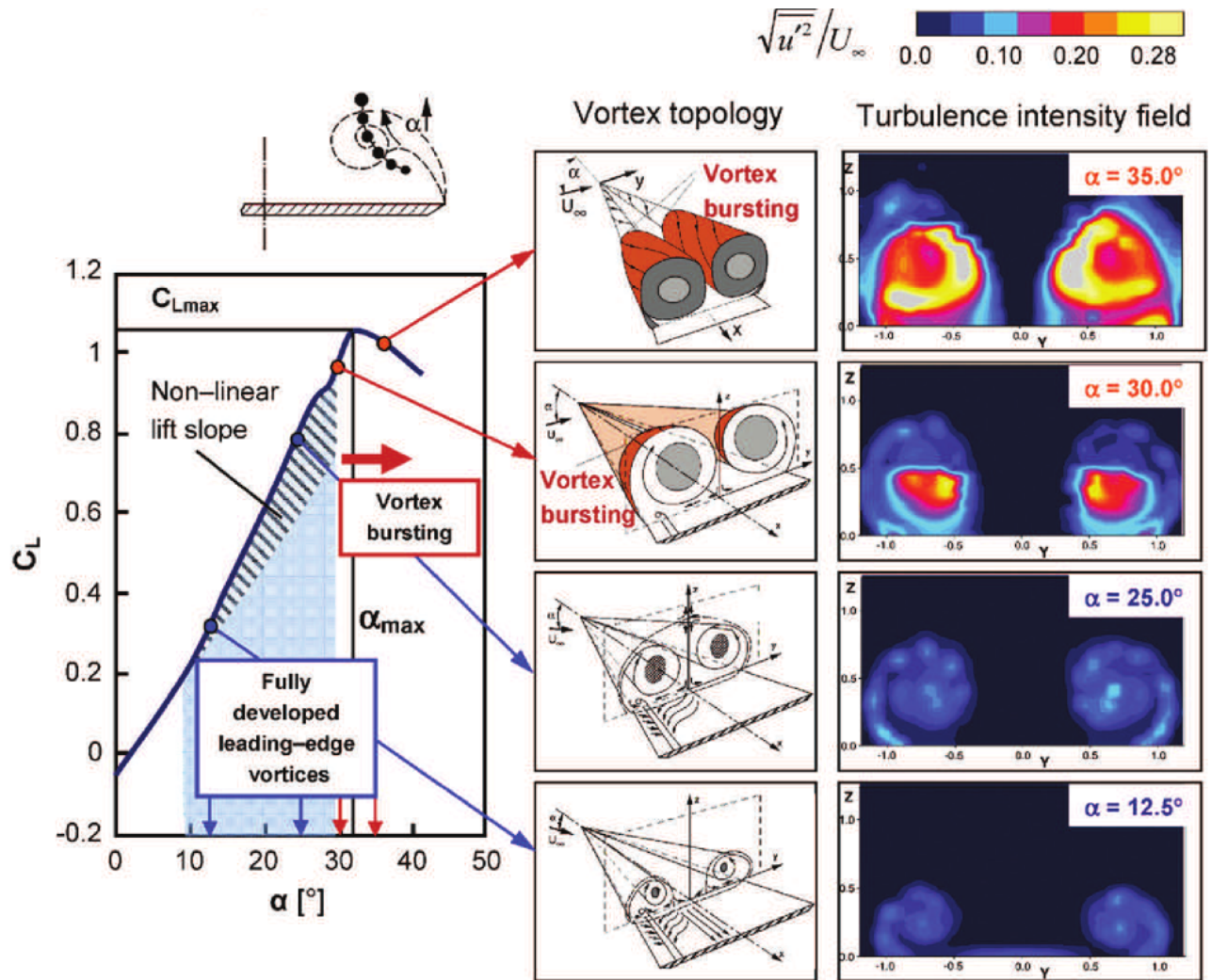


Abbildung A.4: Auftriebsbeiwert, Wanderung des Wirbelkerns und Axiale Fluktuationen vor und nach einem spiralartigen Wirbelzusammenbruch in Abhängigkeit des Anstellwinkels [22]

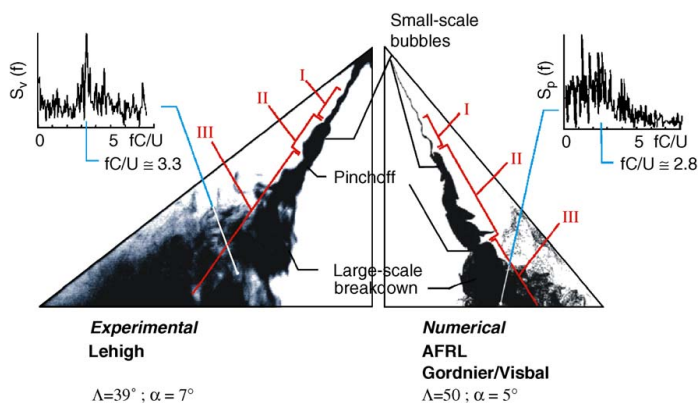


Abbildung A.5: Phasen der Wirbelbildung bei nicht-schlanken Flügeln [28]

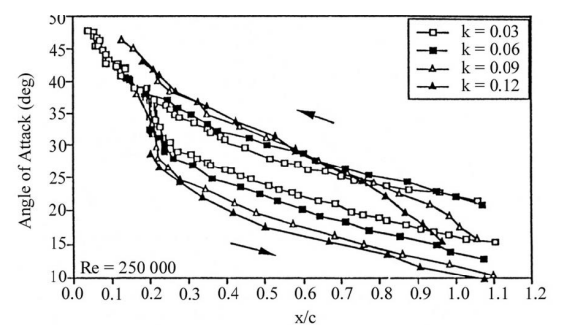


Abbildung A.6: Wirbelzusammenbruch [85], Anstellwinkel über Position in Tiefenrichtung,  $\phi = 70^\circ$  Deltaflügler

## B Zu Kapitel 3 und 4

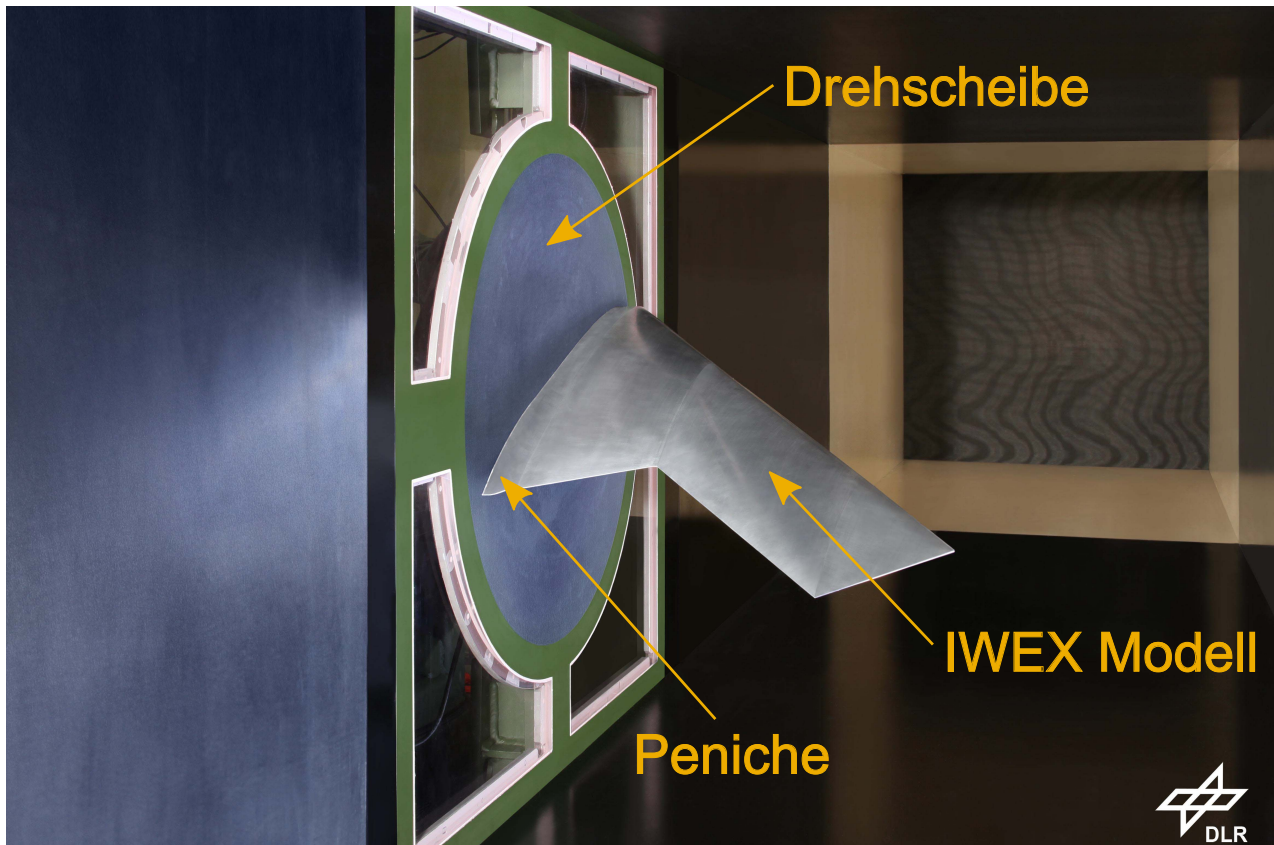


Abbildung B.1: IWEX Modell im TWG, Konfiguration 1

### B.1 Analyseroutinen der CFD Ergebnisse

Die Routinen arbeiten im Frequenz- und auch im Zeitbereich und sind sowohl für Ergebnisse aus Simulationen mit konstantem als auch mit oszillierendem Anstellwinkel von gekoppelten und nicht gekoppelten Rechnungen anwendbar. Die Routinen greifen zurück auf die Ergebnisdateien für die Oberfläche für wählbare Zeitschritte und das undeformierte CFD Netz. Für Anstellwinkelvariationen werden die jeweiligen Ergebnisse eingelesen. Für ungekoppelte Rechnungen sind die Gitter-Dateien nicht notwendig. Der Ablauf ist im Folgenden aufgelistet:

1. Einlesen des CFD Gitters (undeformiert) und der Ergebnisse der Rechnungen für wählbare Zeitschritte (Druckbeiwert  $c_p$ , Position  $\vec{x}(t_i)$ )
2. Transformation durch Drehmatrix mit jeweiligem  $\alpha(t_i)$  in das Modellkoordinatensystem
3. Auswertung von Daten z.B. der instationären Druckbeiwerte  $c_{p,\alpha}$
4. Detektion der äußeren Kanten der Planform: max. bzw. min. von  $x(y)$
5. Zuordnen der Gitterpunkte in obere und untere Hälfte durch Auswerten der vertikalen Position ( $z(x) > f(x) \rightarrow$  obere Hälfte,  $f(x)$  z.B. Bogen ähnlich einer Profilschne, falls Profile mit Rear Loading verwendet werden)

6. Erstellen eines strukturierten planaren Gitters  $(x_i, y_i)$  an  $n$  spannweiten Sections mit  $m$  Punkten in Tiefenrichtung (Abb. B.2). Zur Verfeinerung der Stützstellen an der VK und HK wird ein Kosinusansatz verwendet. Dieser wird jedoch gestreckt durch die Verwendung von  $\pm 70^\circ$  an Stelle von  $\pm 90^\circ$  (Gl. (B.10)).
7. Interpolation von  $z_{oben}$  und  $z_{unten}$  an Stützstellen  $(x_i, y_i)$ . Baryzentrische Interpolation (3 umliegende Punkte) oder mit  $l$  umliegenden Punkten (Index  $j$ ) gewichtet mit den Abständen  $d_j$ .

$$d_j = \sqrt{(x_j - x_i)^2 + (y_j - y_i)^2} \quad (\text{B.1})$$

$$\sigma = \sum_{j=1}^l d_j \quad (\text{B.2})$$

$$z_i = \sum_{j=1}^l \left(1 - \frac{d_j}{\sigma}\right) \cdot z_j \quad (\text{B.3})$$

In analoger Weise können alle weiteren Interpolationen z.B. für  $c_p$ , nun jedoch mit der dreidimensionalen Euklidischen Norm durchgeführt werden. Die Wichtungen müssen nur einmal ermittelt werden.

8. Interpolation an ausgewählten Schnitten z.B. den Schnitten der Drucksensoren  $p_1$  bis  $p_4$  zur Auswahl von Sensorpositionen und Fixierung der Transition
9. Berechnung von Beiwerten z.B.  $\Delta c_p(t_i) = c_{p,u}(t_i) - c_{p,o}(t_i)$  und spannweiten Verteilungen an allen  $n$  z.B. des Normalkraftbeiwertes (Abb. B.3)

$$c_{fz}(t_i) = \int_0^1 \Delta c_p(t_i) dx \quad (\text{B.4})$$

oder Verformung als Hub und Twist, Auswertung durch Punkte an VK und HK oder lineare Regression aller Punkte; Berechnung von Daten im Zeit- und Frequenzbereich

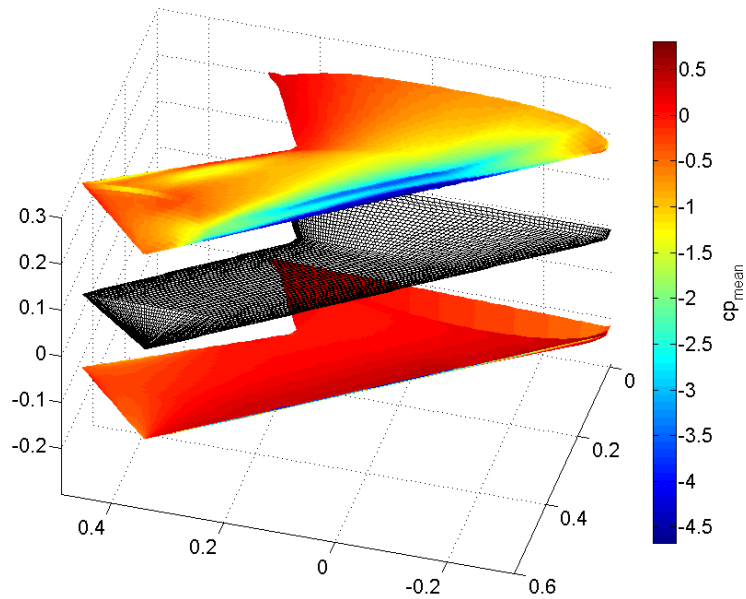


Abbildung B.2: Strukturiertes Stützgitter und interpolierte  $c_p$  Verteilung

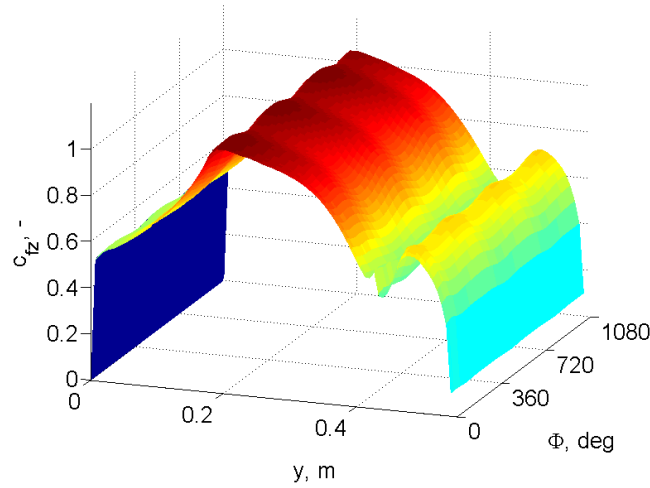


Abbildung B.3: Spannweite Verteilung des Normalkraftbeiwertes  $c_{fz}$  über Phasenwinkel der Bewegung  $\Phi$  (3 Perioden),  $Ma = 0.5$ ,  $f=30$  Hz,  $\alpha = 14.5^\circ \pm 0.2^\circ$

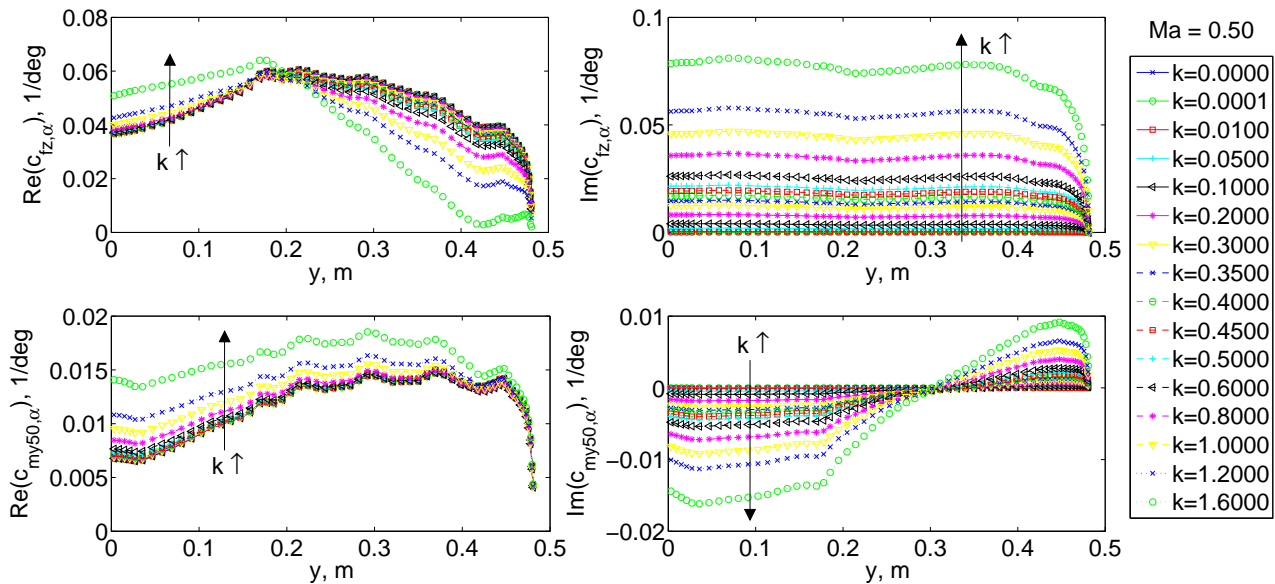


Abbildung B.4: Instationäre Luftkräfte (Normalkraft- und Momentenbeiwert um 50% Achse), Anstellwinkelschwingung, Tip gekürzt,  $Ma = 0.5$ , ZAERO,  $k = [0, 1.6]$

## B.2 Analysen mit ZAERO

Das oben vorgestellte Verfahren wurde in ähnlicher Weise zur Korrektur bei Rechnungen mit ZAERO verwendet. Anstatt ein strukturiertes Gitter zu erstellen, wurden die Kontrollpunkte des ZAERO-Gitters verwendet. Der Korrekturfaktor wird an den ZAERO-Gitterpunkten aus dem Differenzenquotienten der Druckbeiwerte der CFD-Ergebnisse zweier stationärer Winkel und den unkorrigierten Ergebnissen von ZAERO bei  $\omega = 0$  ermittelt.

$$CPFACT = \frac{(\Delta c_{p,CFD,2} - \Delta c_{p,CFD,1}) / (\alpha_2 - \alpha_1)}{d\Delta c_{p,unkorr} / d\Delta\alpha} \quad (B.5)$$

Bei ZAERO wurden diese Korrekturfaktoren zur Skalierung aller Luftkraftbeiwerte aller Moden mit den generalisierten Koordinaten  $q_i$  verwendet.

$$\frac{d\Delta c_{p,korr}}{dq_i} = CPFACT \cdot \left[ \text{Re} \left( \frac{d\Delta c_{p,unkorr}}{dq_i} \right) + i \cdot \text{Im} \left( \frac{d\Delta c_{p,unkorr}}{dq_i} \right) \right] \quad (B.6)$$



Bei den Untersuchung des dynamischen Verhaltens mit ZAERO und ZAERO + stationärer Korrektur wurde das Gitter der Panels in Tiefenrichtung verfeinert. Für die Verteilung mit einer gestreckten cos-Funktion wurde an Stelle von  $\pm 90^\circ \pm 70^\circ$  verwendet, damit die VK und HK nicht zu fein werden.

$$\Delta\gamma = \gamma_0 \cdot \frac{2}{N-1} \quad (\text{B.7})$$

$$n \in [1, N] \quad (\text{B.8})$$

$$r = 0.5 / \sin(\gamma_0) \quad (\text{B.9})$$

$$x/c(n) = r \cdot \cos(90^\circ - \gamma_0 + \Delta\gamma \cdot (n-1)) + 0.5 \quad (\text{B.10})$$

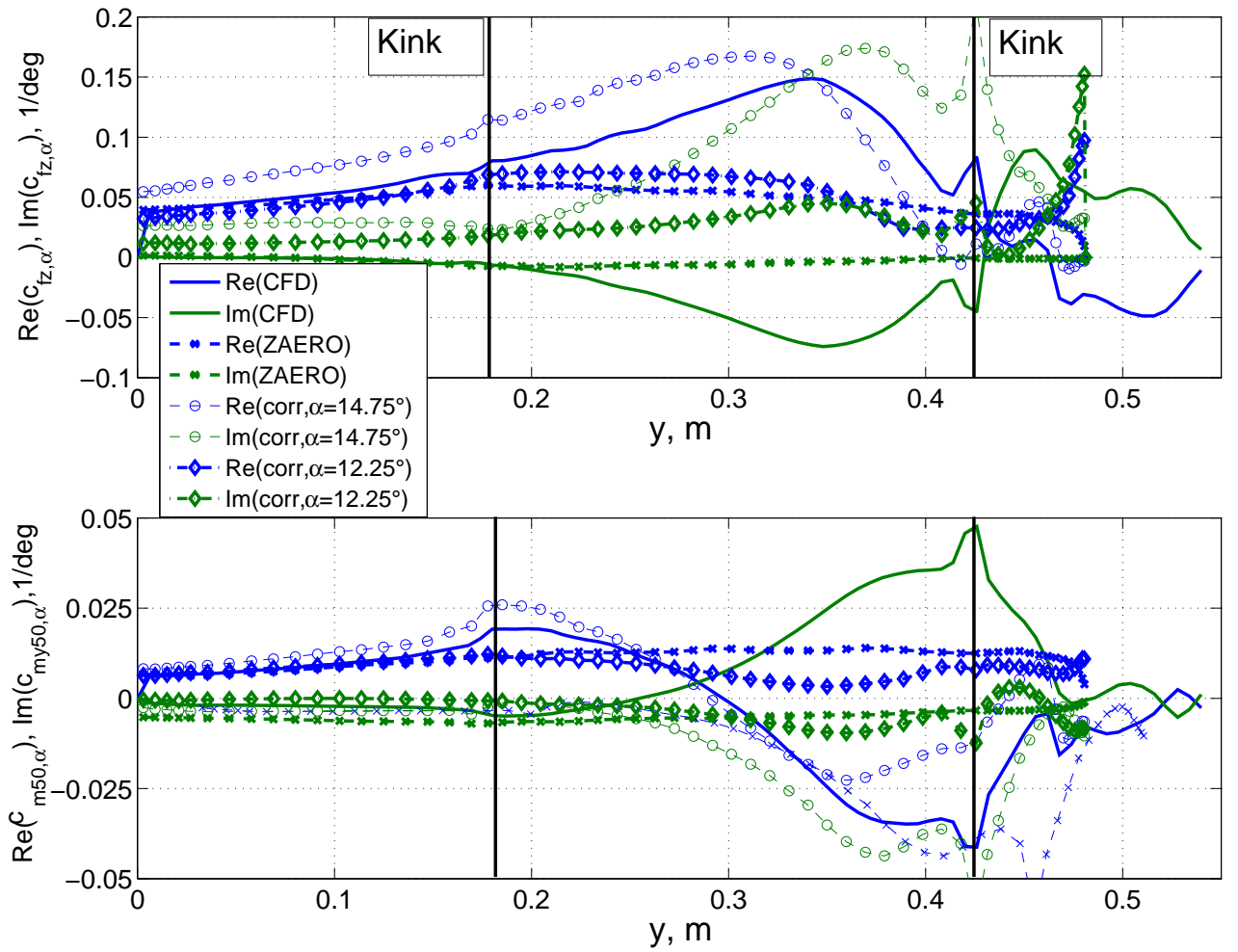


Abbildung B.5: Anregungsfrequenz 30 Hz, Nickschwingung, ZAERO vs. CFD  $\alpha = 14.5^\circ \pm 0.2^\circ$  vs. ZAERO + Korrektur ( $[\alpha_2 = 12.5^\circ, \alpha_1 = 12.0^\circ]$  und  $[\alpha_2 = 15.0^\circ, \alpha_1 = 14.5^\circ]$ ),  $\text{Ma} = 0.5$

## B.3 Zu Abschnitt 4.4.2

	$m$ , g	$x_{cg}$ , mm	$y_{cg}$ , mm	$z_{cg}$ , mm
Modell ohne Sensoren (inkl. Schrauben)	10580	18.6	73.0	-
Modellflansch	4891	-42.5	-113.5	0.0
Modell mit Sensoren	11225	21.9	72.5	-
<b>Flügel und Modell- flansch</b>	<b>16116</b>	<b>2.4</b>	<b>16.0</b>	<b>-</b>
Drehscheibe mit Adap- terflansch	8949	-1.6	-85.7	-8.4

Tabelle B.1: Massen und Schwerpunkte, bezogen auf Rotationsachse ( $x = 0$ ) im Modellkoordinatensystem,  $y = 0$  bei Symmetrieebene

Das Modal Assurance Criterion (MAC) [144] stellt einen Zusammenhang zwischen zwei Vektoren dar. Diese sind bei dem Vergleich zweier modaler Datensätze die Eigenvektoren  $\phi$  an vergleichbaren Sensorpositionen bzw. Knotenpunkten für unterschiedliche Moden (in Gl. (B.11) 1 und 2). Bei  $MAC = 1.0$  sind die Vektoren kollinear und 0.0 orthogonal zueinander.

$$MAC_{12} = \frac{(\phi_1^T \phi_2)^2}{(\phi_1^T \phi_1)(\phi_2^T \phi_2)} \quad (\text{B.11})$$

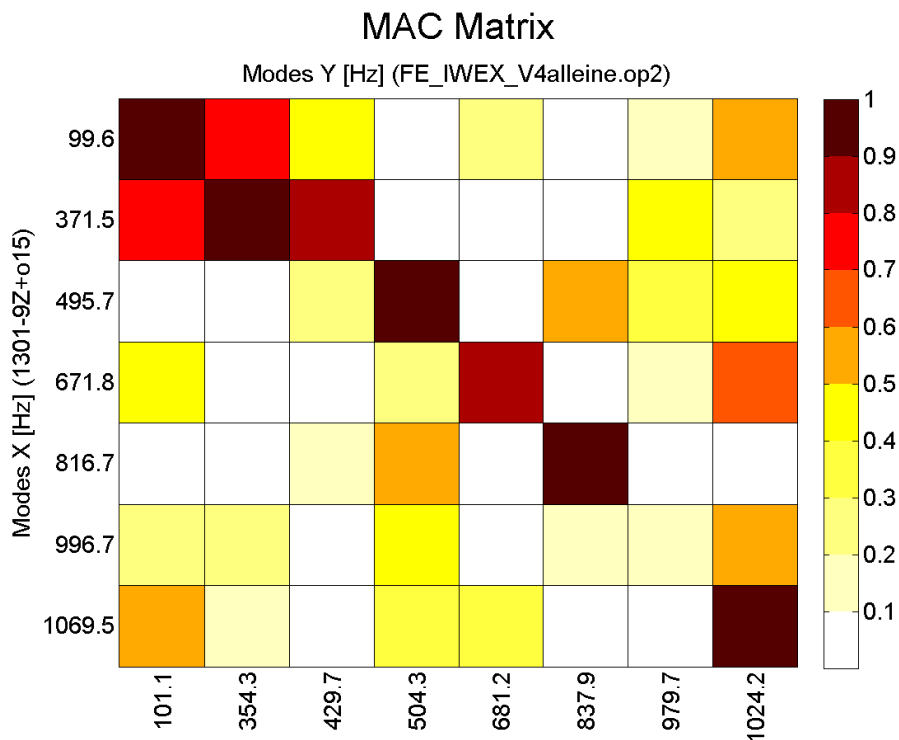


Abbildung B.6: MAC-Matrix des unbestückten Modells und der FE Simulation

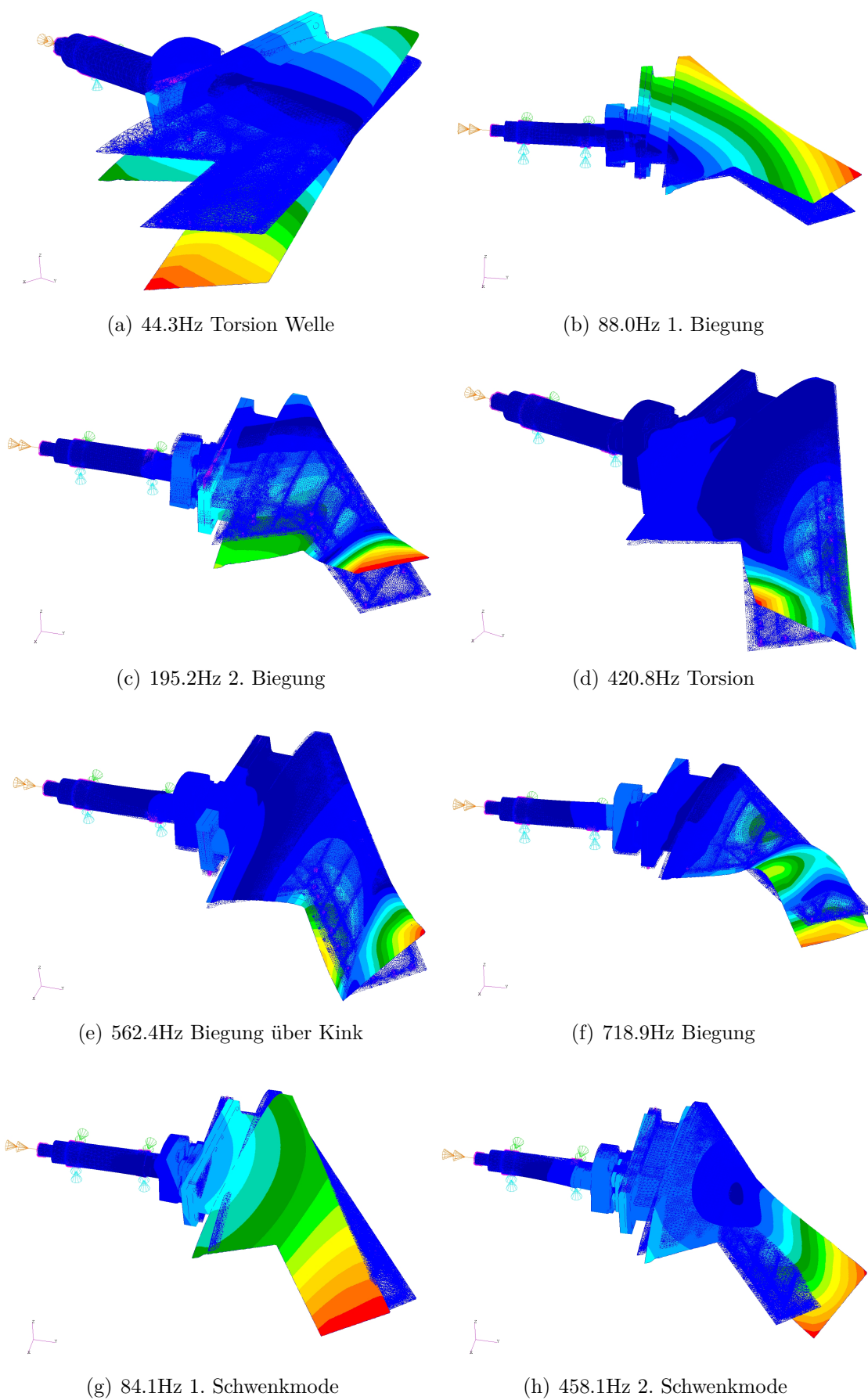
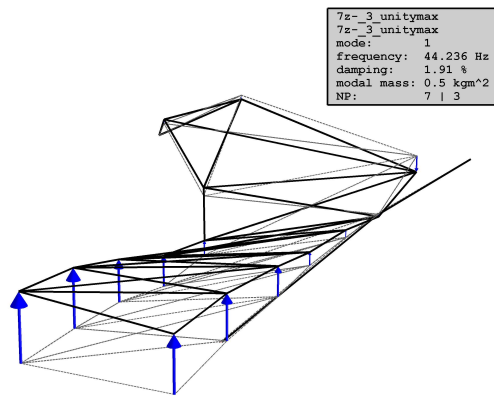
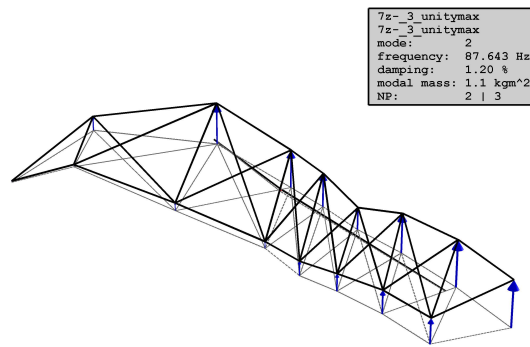


Abbildung B.7: Eigenmoden des FE-Modells

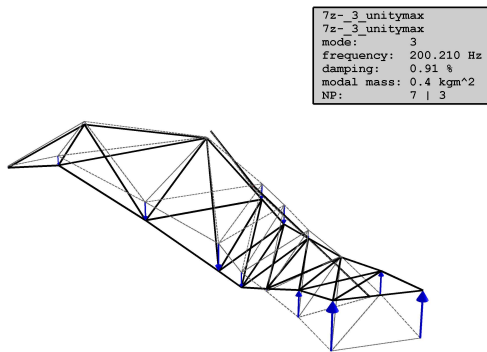




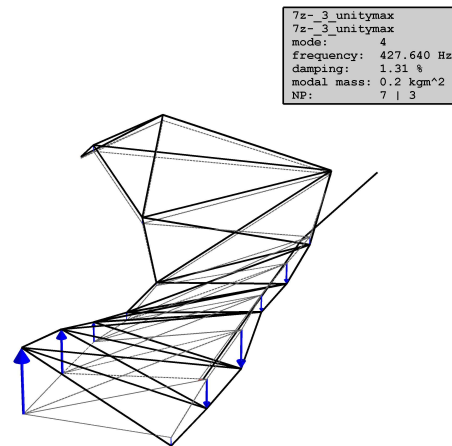
(a) 44.24Hz Torsion Welle



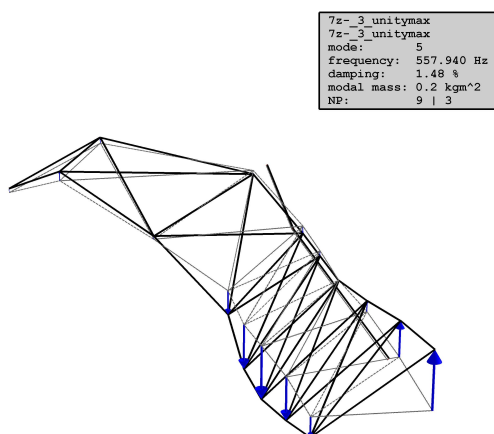
(b) 87.64Hz 1. Biegung



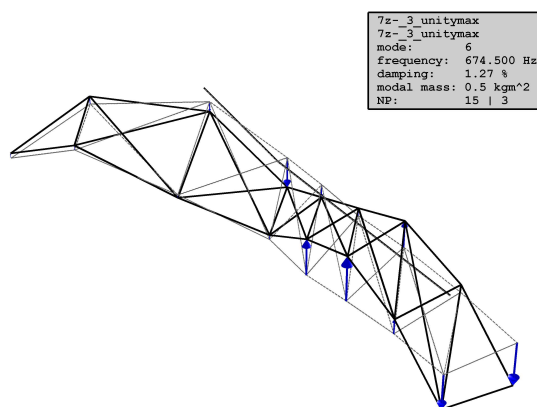
(c) 200.21Hz 2. Biegung



(d) 427.64Hz Torsion



(e) 557.94Hz Biegung über Kink



(f) 674.50Hz Biegung

Abbildung B.8: Gemessene Eigenformen des Modells

## C Zu Kapitel 5

### C.1 Beiwerte

Die Beiwerte werden wie folgt berechnet:

Druckbeiwert ( $c_p$ ) aus Druck ( $p$ ), statischem Druck ( $p_\infty$ ), Anströmgeschwindigkeit ( $U_\infty$ ) und -dichte ( $\rho_\infty$ ) bzw. dynamischem Druck ( $q_\infty$ ):

$$c_p = \frac{p - p_\infty}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2} = \frac{p - p_\infty}{q_\infty} \quad (\text{C.1})$$

Differenzdruck ( $\Delta c_p$ ) der Ober- und Unterseite an Sensorpositionen der Oberseite ( $x_o$ ), Unterseite interpoliert mit kubischem Spline  $s$ :

$$\Delta c_p(x_o) = s(c_{p,u}, x_o) - c_{p,o}(x_o) \quad (\text{C.2})$$

Kritischer Druckbeiwert eines gepfeilten Flügels [62, Kapitel 2.2.5.2]:

$$c_{p,krit} = -\frac{2}{\kappa \cdot Ma_\infty^2} \left[ 1 - \left( \frac{2}{\kappa+1} + \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \cdot Ma_\infty^2 \cos^2 \phi \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \right] \quad (\text{C.3})$$

Beiwerte (Auftrieb ( $l$ ), Widerstand ( $d$ ) und Nickmoment ( $m$ ) um 25%-Linie) auf Basis der Druckbeiwerte (Section 1 und 2,  $p_1$  und  $p_2$ ), ermittelt durch Integration nach der Trapezregel: ( $x_i, z_i$ )  $\hat{=}$  Sensorpositionen der instationären Druckaufnehmer, Umlaufrichtung Hinterkante (HK) Unterseite ( $u$ ) über Vorderkante ( $v_K$ ) bis Hinterkante Oberseite ( $o$ )

$$\xi = (\{x_{HK,u}, [x_{1,u}, x_{n,u}], x_{VK}, [x_{1,o}, x_{m,o}], x_{HK,o}\} - x_{VK}) / (x_{HK} - x_{VK}) \quad (\text{C.4})$$

$$\zeta = \{z_{HK,u}, [z_{1,u}, z_{n,u}], z_{VK}, [z_{1,o}, z_{m,o}], z_{HK,o}\} \quad (\text{C.5})$$

$$c_{fz} = - \sum_{j=1}^{n+m+2-1} 0.5 \cdot (c_{p,j} + c_{p,j+1}) \cdot (\xi_{j+1} - \xi_j) \quad (\text{C.6})$$

$$c_{fx} = \sum_{j=1}^{n+m+2-1} 0.5 \cdot (c_{p,j} + c_{p,j+1}) \cdot (\zeta_{j+1} - \zeta_j) \quad (\text{C.7})$$

$$\begin{pmatrix} c_{d,pi} \\ c_{l,pi} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\alpha) & \sin(\alpha) \\ -\sin(\alpha) & \cos(\alpha) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} c_{fx} \\ c_{fz} \end{pmatrix} \quad (\text{C.8})$$

$$\begin{aligned} c_{m,pi} = & \sum_{j=1}^{n+m+2-1} 0.25 \cdot (c_{p,j} + c_{p,j+1}) \cdot (\xi_{j+1} - \xi_j) \cdot (\xi_{j+1} + \xi_j - 0.25) \\ & + \sum_{j=1}^{n+m+2-1} 0.25 \cdot (c_{p,j} + c_{p,j+1}) \cdot (\zeta_{j+1} - \zeta_j) \cdot (\zeta_{j+1} + \zeta_j) \end{aligned} \quad (\text{C.9})$$

Beiwerte (Auftrieb, Widerstand, Nick- und Biegemoment) gemessen mit der piezol. Waage (Index  $b = \text{balance}$ ), Referenzpunkt  $x = 0 \hat{=} x_{rot}$  und  $y = 0 \hat{=} \text{Symmetrieebene}$ :

$$c_{l,b} = \frac{L}{q_{\infty} \cdot S_{ref}} \quad (\text{C.10})$$

$$c_{d,b} = \frac{D}{q_{\infty} \cdot S_{ref}} \quad (\text{C.11})$$

$$c_{m,b} = \frac{M_y}{q_{\infty} \cdot S_{ref} \cdot c_{ref}} \quad (\text{C.12})$$

$$c_{r,b} = \frac{M_x}{q_{\infty} \cdot S_{ref} \cdot c_{ref}} \quad (\text{C.13})$$

Instationäre Druckbeiwerte (siehe Abschnitt 5.3.1, Gl. 5.18):

$$c_{p,\alpha} := H_{\alpha,c_p}(f_{ex}) = \frac{\text{output } y := c_p}{\text{input } x := \alpha} = \frac{P_{xy}}{P_{xx}} \quad (\text{C.14})$$

Instationäre Kraft- und Momentenbeiwerte werden analog behandelt.

## C.2 Statistische Verfahren

Mittelwert über  $N$  Werte:

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^N x_i}{N} \quad (\text{C.15})$$

Die Streuung der Daten kann als Standardabweichung bzw. als Mittelwert bereinigter *Root Mean Square*-Wert (statt  $N-1$ ,  $N$ ) ausgegeben werden.

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2} \quad (\text{C.16})$$

Der eigentliche *Root Mean Square* ist definiert als:

$$rms = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^n (x_i)^2} \quad (\text{C.17})$$

Ein Maß für die relative Abweichung eines Wertes  $x$  ist der *z-Score*.

$$z = \frac{(x - \bar{x})}{\sigma} \quad (\text{C.18})$$

Die Schiefe ( $\nu$ ) liefert ein Maß für die Abweichung von einer Normalverteilung. Ist die Schiefe größer null, kommen Werte kleiner als der Mittelwert häufiger vor. Die Verteilung ist rechts-schief. Dies bedeutet, dass der Peak der Häufigkeitsverteilung bei einem geringeren *z-Score* liegt als der Mittelwert.

$$\nu = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n z_i^3 \quad (\text{C.19})$$

Die Steilheit der Verteilung wird wiedergegeben durch die Kurtosis oder Wölbung ( $\beta$ ) bzw. als Abweichung von einer Standardverteilung dem Exzess  $\Gamma$ . Positive Exzess-Werte deuten auf eine spitzere Verteilung hin.

$$\beta = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n z_i^4 \quad (\text{C.20})$$

$$\Gamma = \beta - 3 \quad (\text{C.21})$$

Die Art der Verteilung der Daten kann dargestellt werden als Häufigkeitsverteilung. Mit steigender Anzahl  $N$  der Daten verringert sich der Fehler ca.  $\approx 1/\sqrt{n}$ . Die Verteilung der Häufigkeit geht für  $\Delta z \rightarrow 0$  in die Wahrscheinlichkeitsfunktion über.

$$p(z_i) = \frac{n(z_i - \Delta z/2 < z \leq z_i + \Delta z/2)}{N \cdot \Delta z} \quad (\text{C.22})$$

Eine Abschätzung der Wahrscheinlichkeitsverteilung erfolgt durch die Nutzung von Kernfunktionen ( $K$ ) zur Wichtung der Daten um die Stützstellen  $z_i$  [145]. Dadurch wird die Abhängigkeit von der Auflösung der Häufigkeitsverteilung  $\Delta z$  und der Verteilung der Stützstellen verringert. Hierfür werden z.B. Hypercubes oder Gaussverteilungen genutzt. Die Breite  $h$  des Einflusses der Kernfunktion ist abhängig von der Anzahl der Samples ( $n$ ) für die Abschätzung.

$$f_k(z) = \frac{1}{nh} \sum_{i=1}^n K \left[ \frac{z - z_i}{h(n)} \right] \quad (\text{C.23})$$

## D Zu Kapitel 7

### D.1 Zu Ergebnisse bei konstantem Anstellwinkel Abschn. 7.1

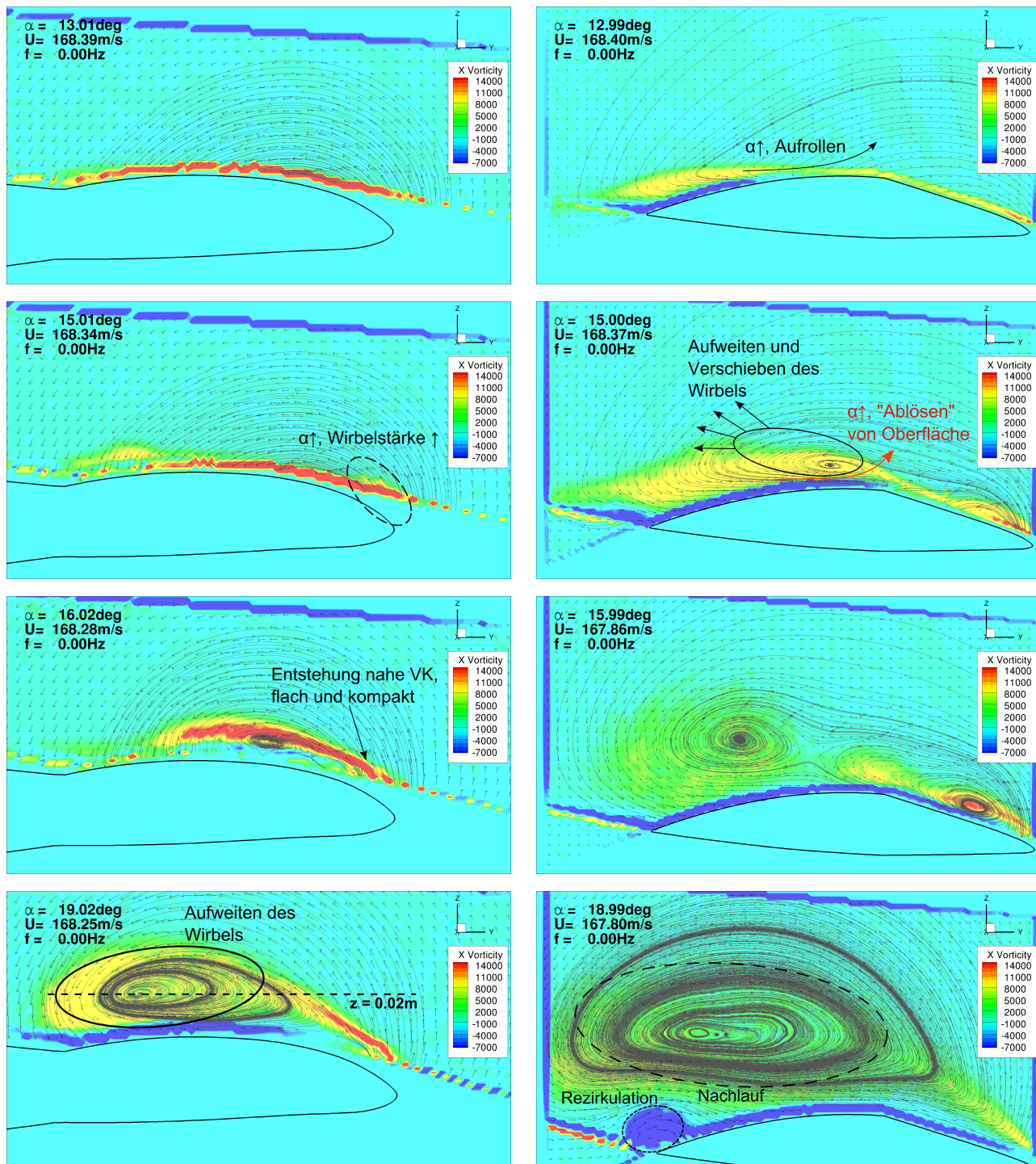


Abbildung D.1: PIV-Daten, Wirbelstärke,  $\alpha = \{13^\circ, 15^\circ, 16^\circ, 19^\circ\}$ ,  $Ma = 0.5$ ,  $Re = 1.8 \text{ Mio.}$ , links: Schnittebene E1, rechts: Schnittebene E2

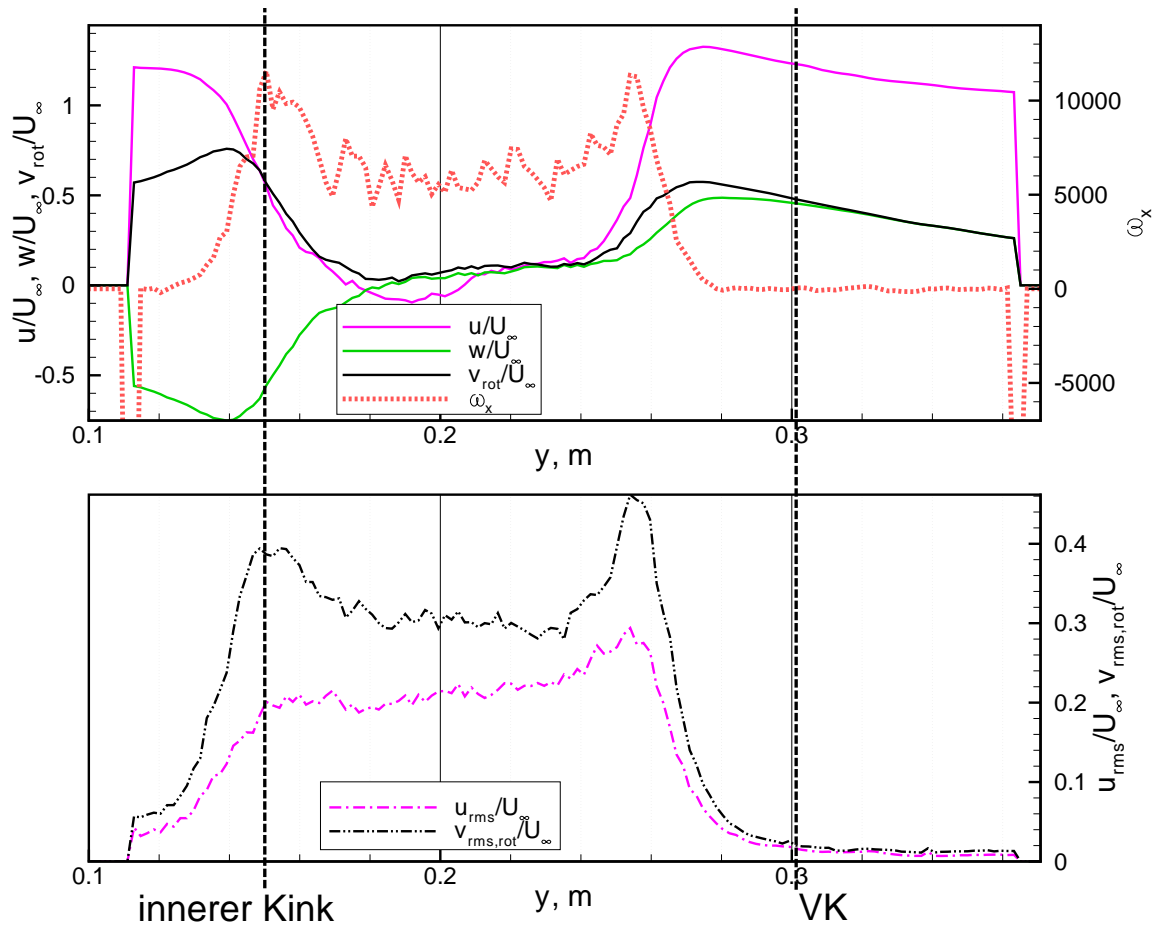


Abbildung D.2: Horizontaler Schnitt durch E1  $z = 0.02$  m (vergl. Abb. D.1), Geschwindigkeiten, Wirbelstärke und Geschwindigkeitsschwankungen,  $\alpha = 19.0^\circ$ ,  $\text{Ma} = 0.5$

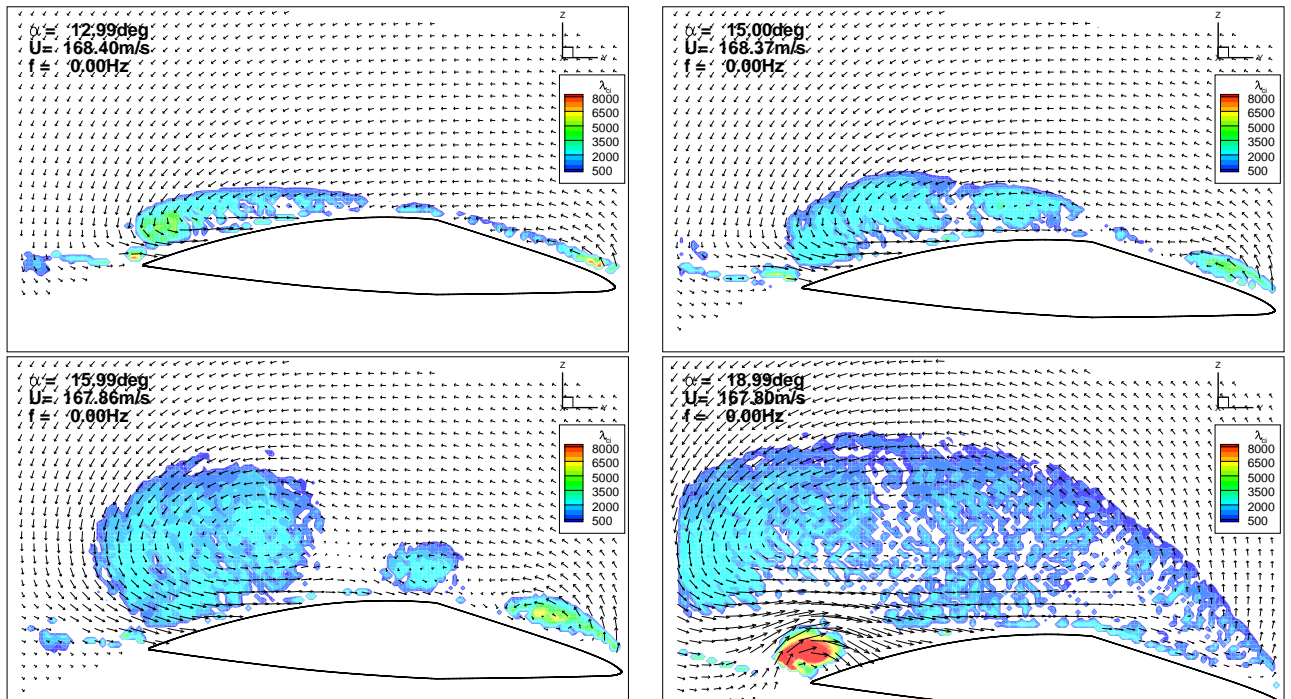


Abbildung D.3: PIV-Daten, Swirl-Kriterium  $\lambda_{ci}$ , oben:  $\alpha = \{13^\circ, 15^\circ\}$ , unten:  $\alpha = \{16^\circ, 19^\circ\}$ ,  $\text{Ma} = 0.5$ ,  $\text{Re} = 1.8$  Mio., E2

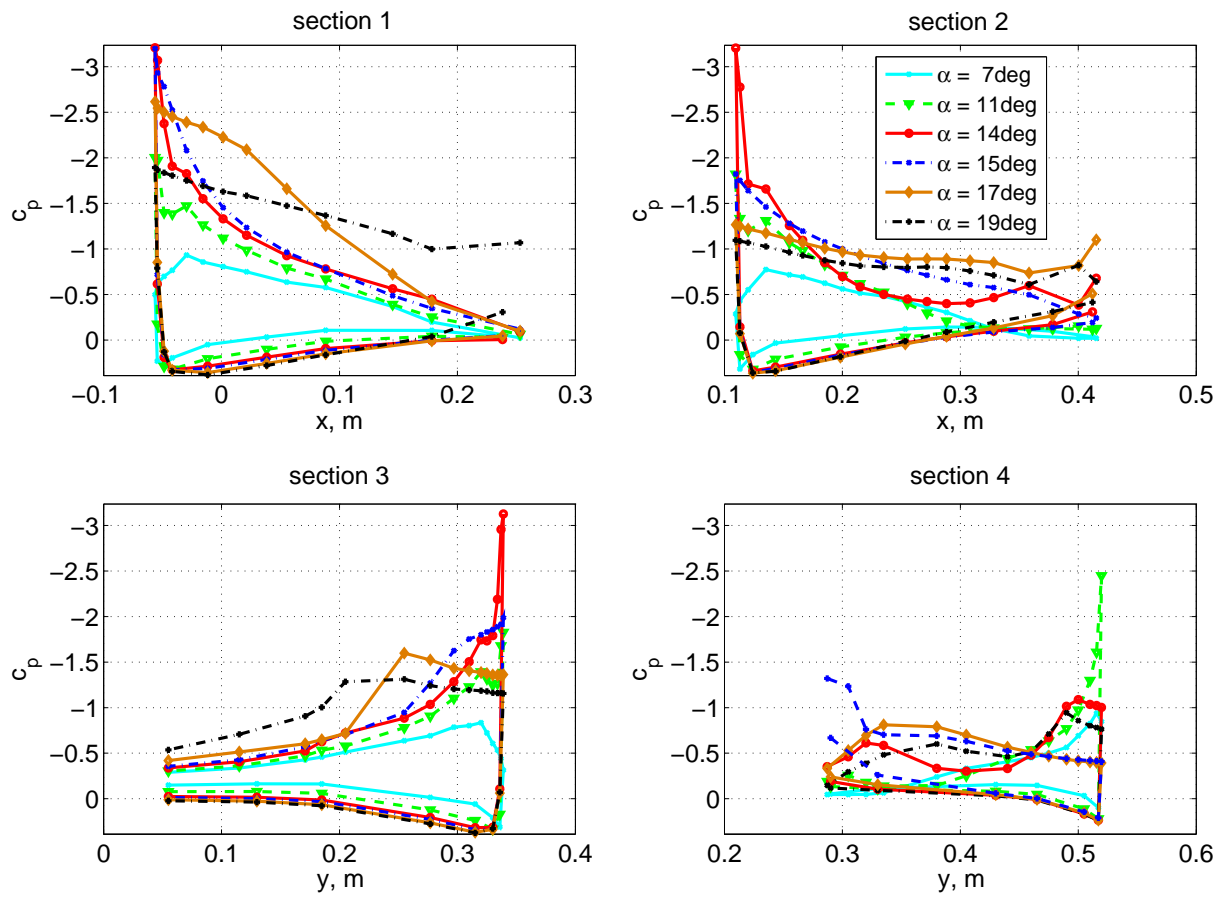


Abbildung D.4: Druckbeiwerte, Variation des stationären Anstellwinkels,  $Ma = 0.5$ ,  $Re = 1.8$  Mio., Modell unbeschichtet, MK3

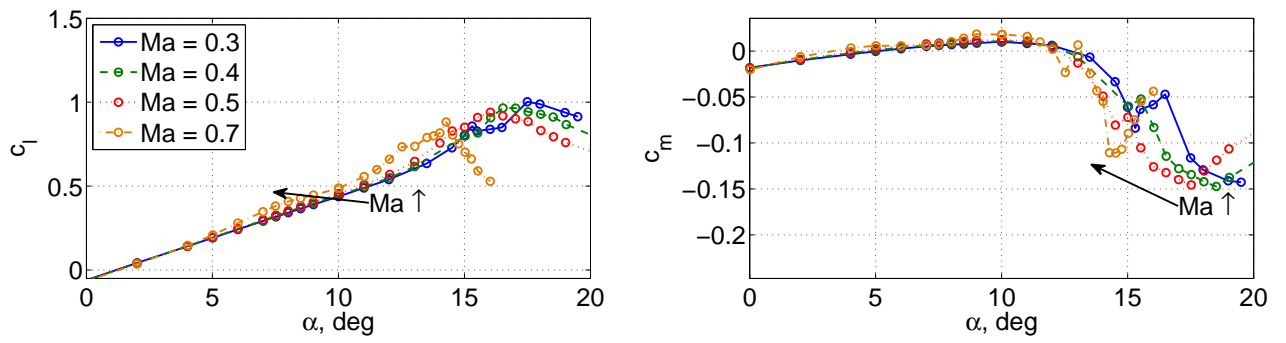


Abbildung D.5: Variation der Anströmmachzahl, Beiwerte Section 2, Re = 1.8 Mio., MK 3

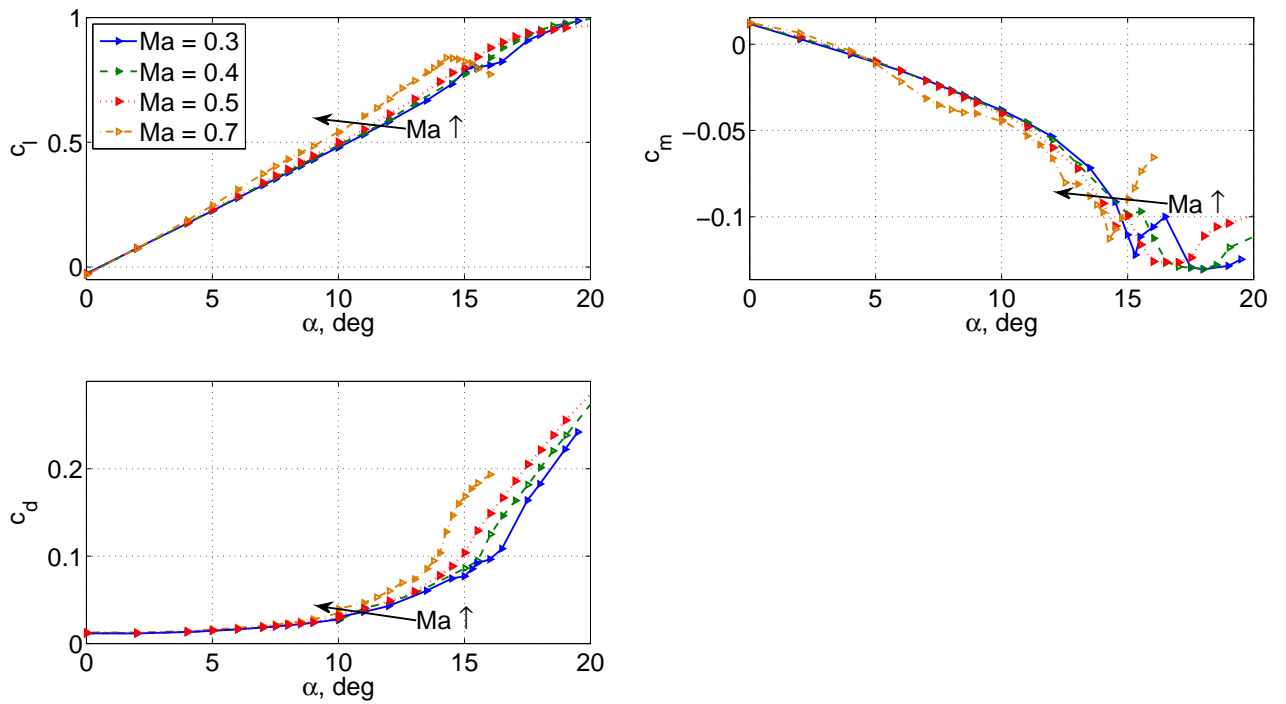


Abbildung D.6: Variation der Anströmmachzahl, Beiwerte Waage, Re = 1.8 Mio., MK 3

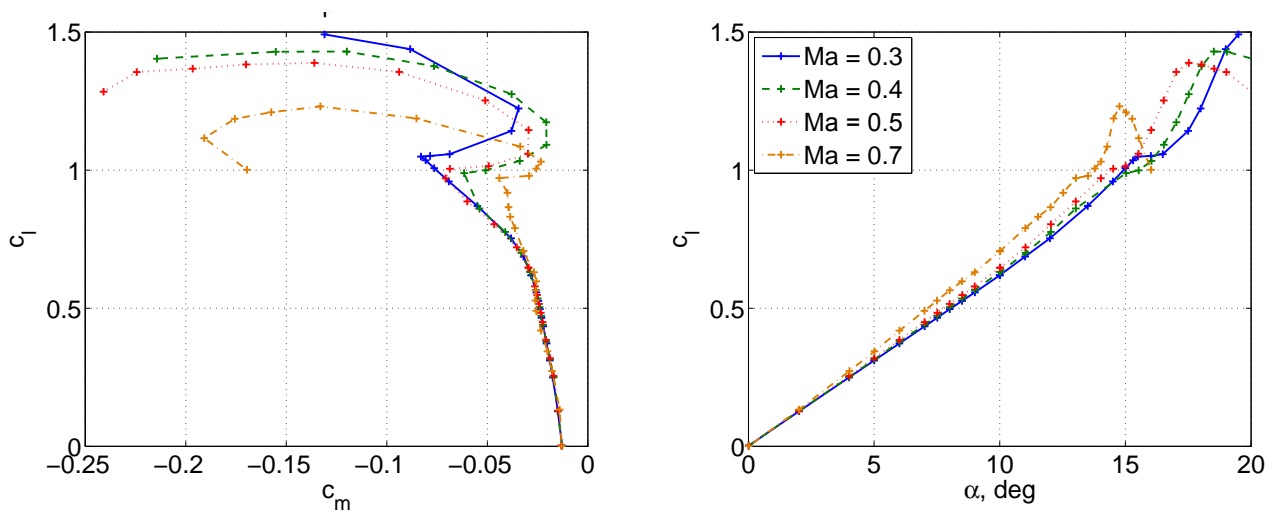


Abbildung D.7: Variation der Machzahl, Auftrieb über Moment und Anstellwinkel, Section 1



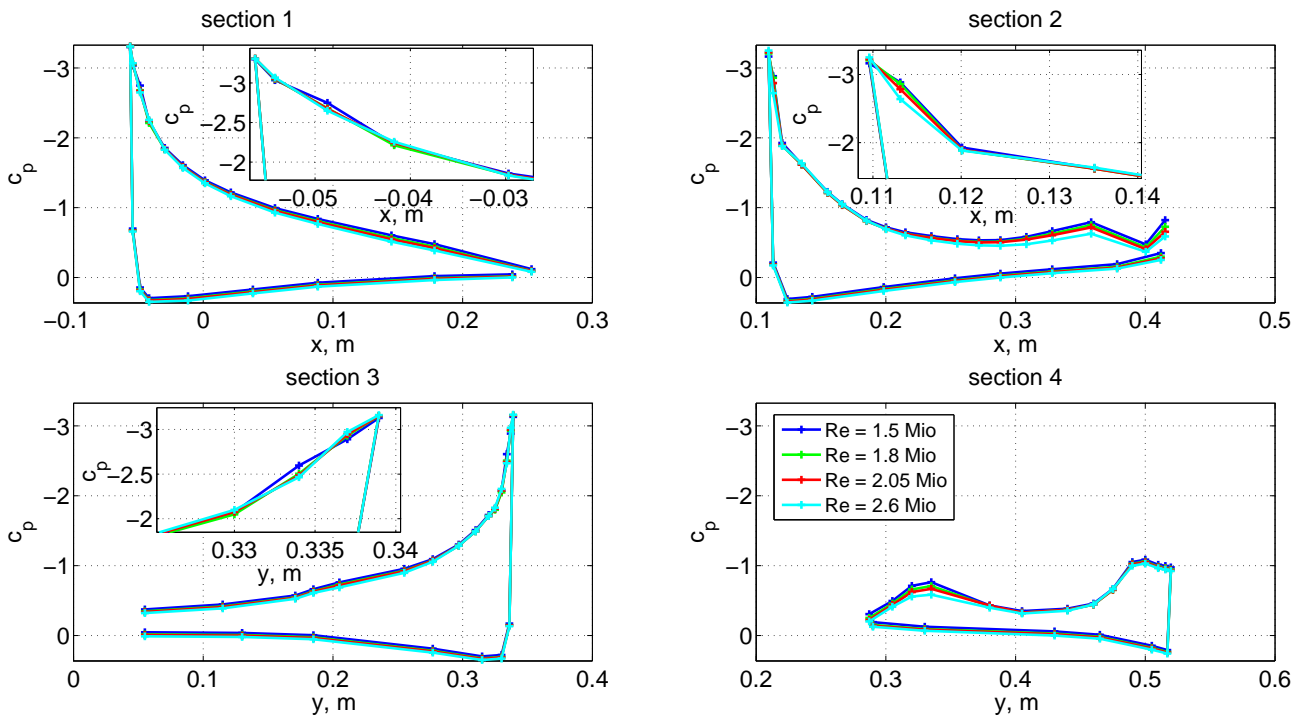


Abbildung D.8: Re Variation,  $Re = 1.5 - 2.6$  Mio.,  $\alpha = 14.5^\circ$ ,  $Ma = 0.5$ , MK 3 (mit TD)

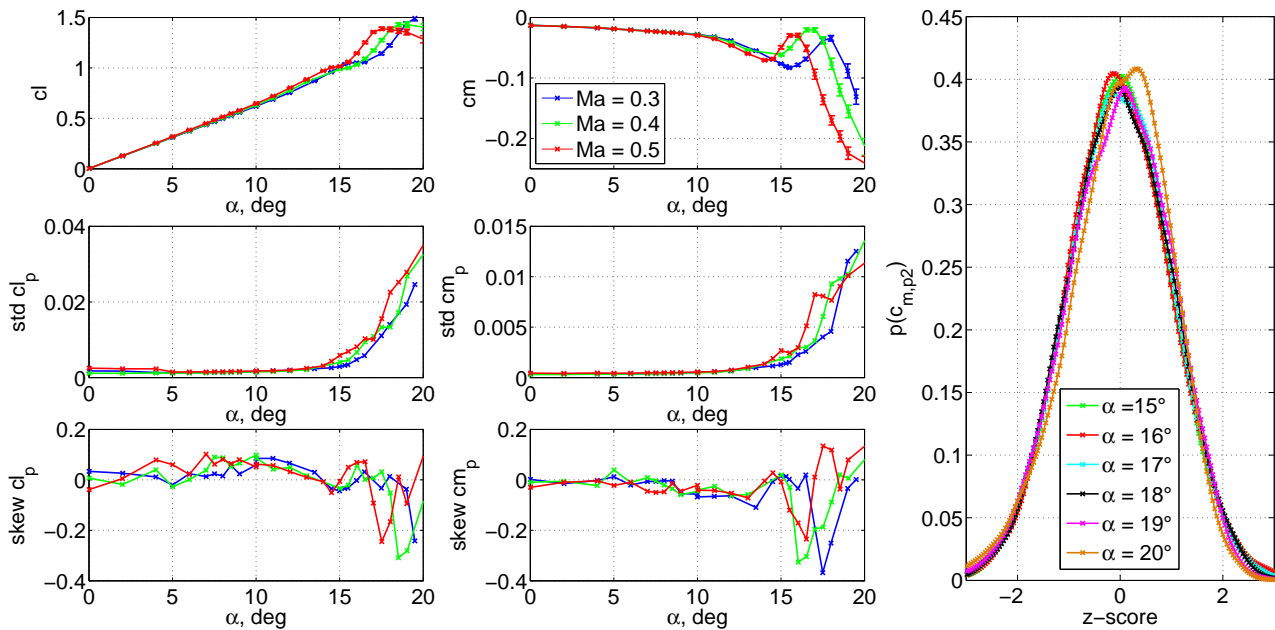


Abbildung D.9: Mittelwert, Standardabweichung (std) und Schiefe (skew) von  $c_{l,p2}$  und  $c_{m,p2}$ ,  $Ma = [0.3, 0.4, 0.5]$ , und approximierte Häufigkeitsverteilung von  $c_{m,p2}$  bei  $Ma = 0.5$

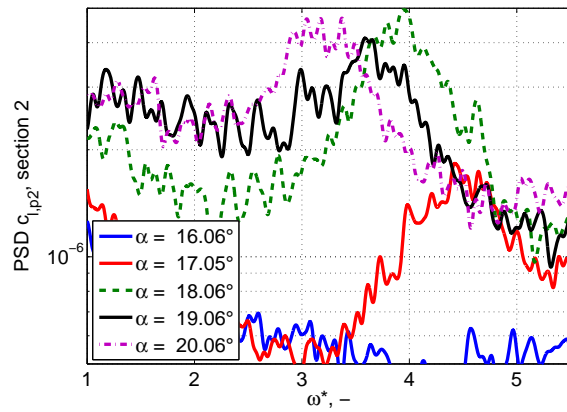


Abbildung D.10: PSD von  $c_{l,p2}$  abhängig von Anstellwinkel,  $Ma = 0.5$

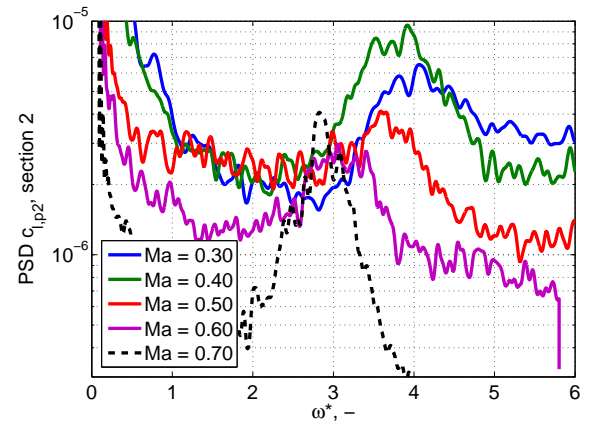


Abbildung D.11: PSD von  $c_{l,p2}$  abhängig von Machzahl,  $\alpha = 19^\circ$

## D.2 Zu Ergebnisse bei Nickschwingungen Abschn. 7.2

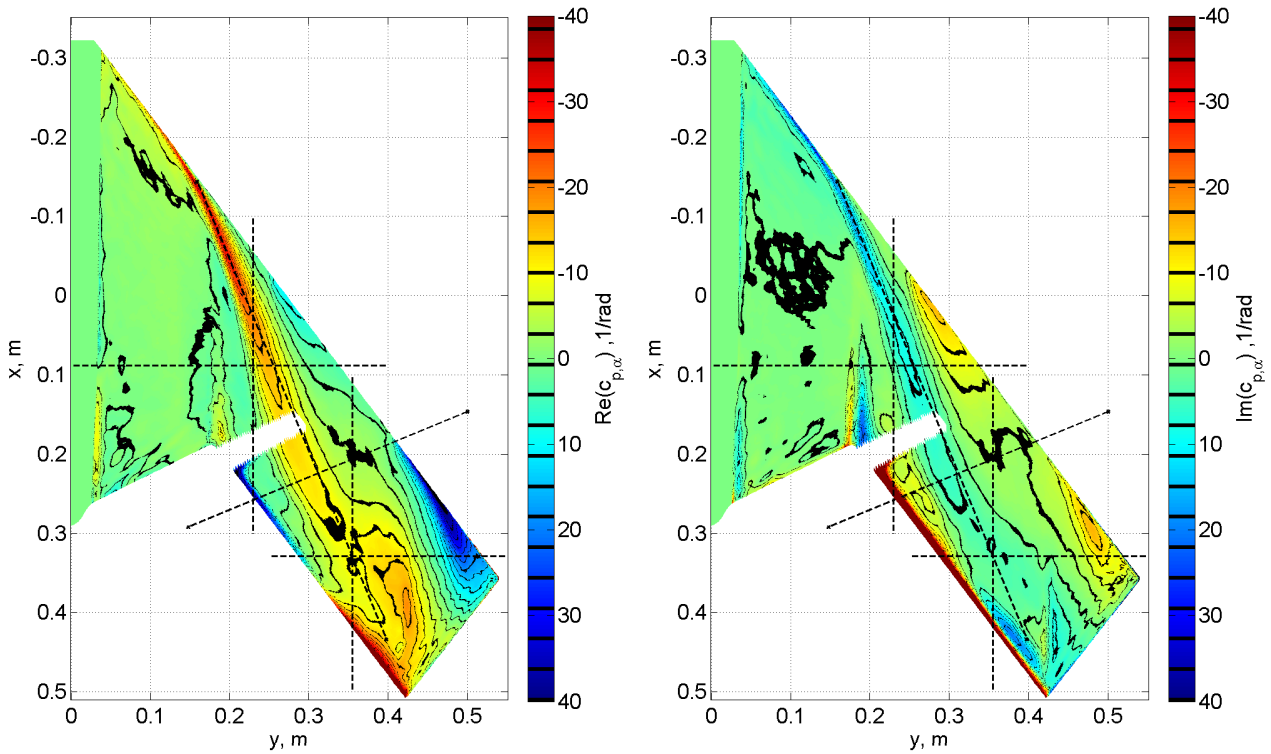


Abbildung D.12: Real- und Imaginärteil von  $c_{p,\alpha}$  (Amp. und  $\Phi$  siehe Abb. 7.21), iPSP, -- Markierung: Lokale Amplitudenmaxima/ Schnitte für Druckauswertung (Abb. D.13) und nahe Sections 1 - 4,  $\alpha = 16.5^\circ \pm 0.4^\circ$ ,  $f_{ex} = 18 \text{ Hz}$ ,  $\text{Ma} = 0.5$ , MK 3

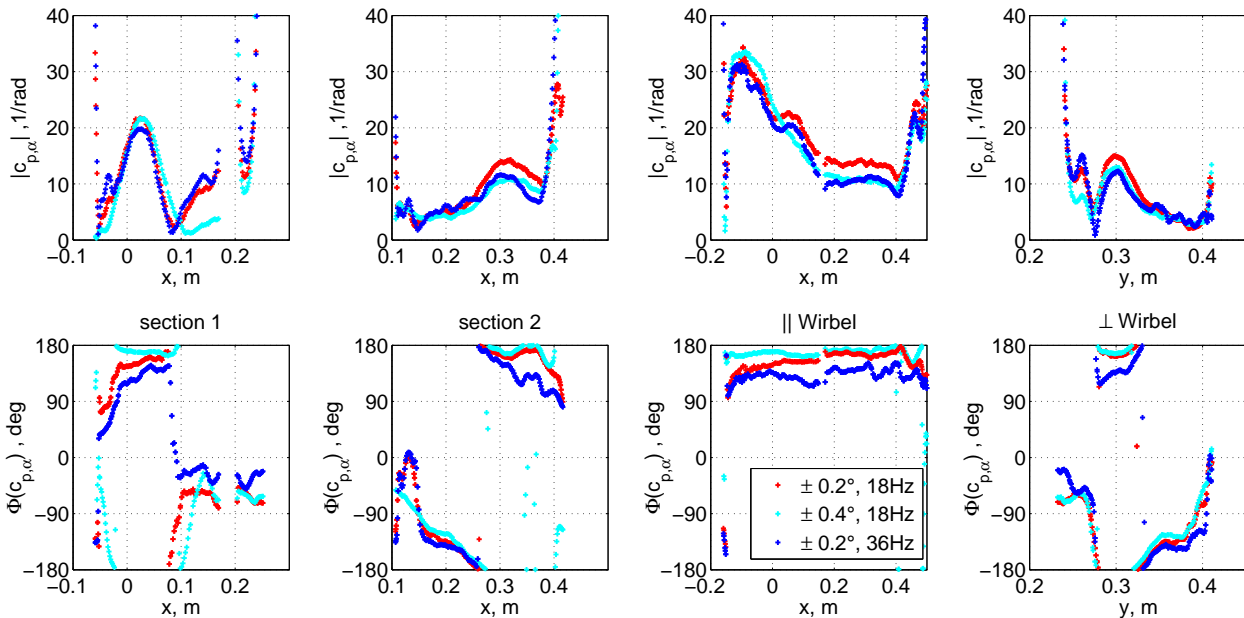


Abbildung D.13: Instationäre Druckbeiwerte, Amplitude und Phase, Querschnitte durch iPSP-Daten, Modelloberseite,  $\alpha = 16.5^\circ \pm 0.2^\circ$  und  $\pm 0.4^\circ$ ,  $f_{ex} = \{18 \text{ Hz}, 36 \text{ Hz}\}$ ,  $\text{Ma} = 0.5$ , MK 3

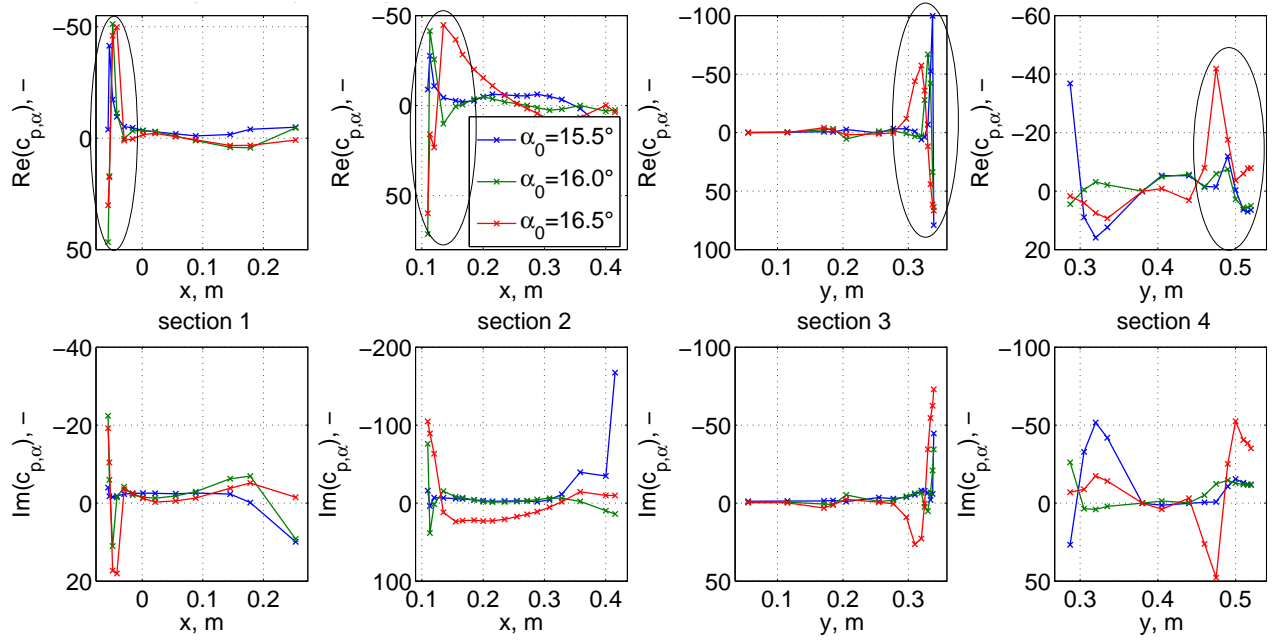


Abbildung D.14: Instationäre Druckbeiwerte Modelloberseite, Real- und Imaginärteil, beginnende Wirbelbildung an der Vorderkante (Markierungen),  $\alpha_0 = \{15.5^\circ, 16.0^\circ, 16.5^\circ\}$ ,  $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ ,  $f_{ex} = 36 \text{ Hz}$ ,  $\text{Ma} = 0.3$ , MK 3

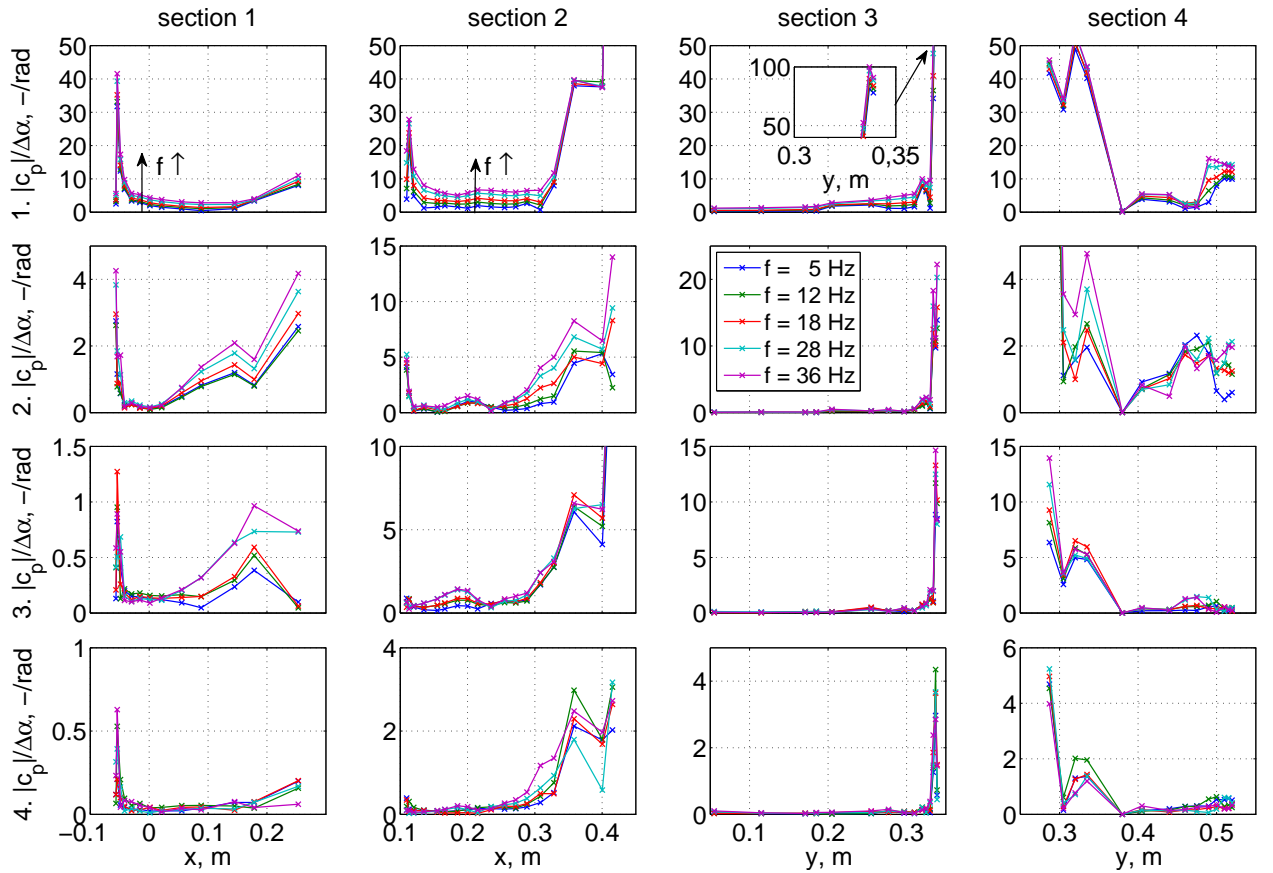


Abbildung D.15: PSD der 1. - 4. harmonischen von  $c_p$  Modelloberseite, normiert mit PSD der grundharmonischen Anregungsamplitude  $\Delta\alpha$ ,  $\alpha = 15.5^\circ \pm 0.15^\circ$ ,  $f_{ex} = [5 \text{ Hz}, 36 \text{ Hz}]$ ,  $\text{Ma} = 0.3$ , MK 3 ohne Beschichtung

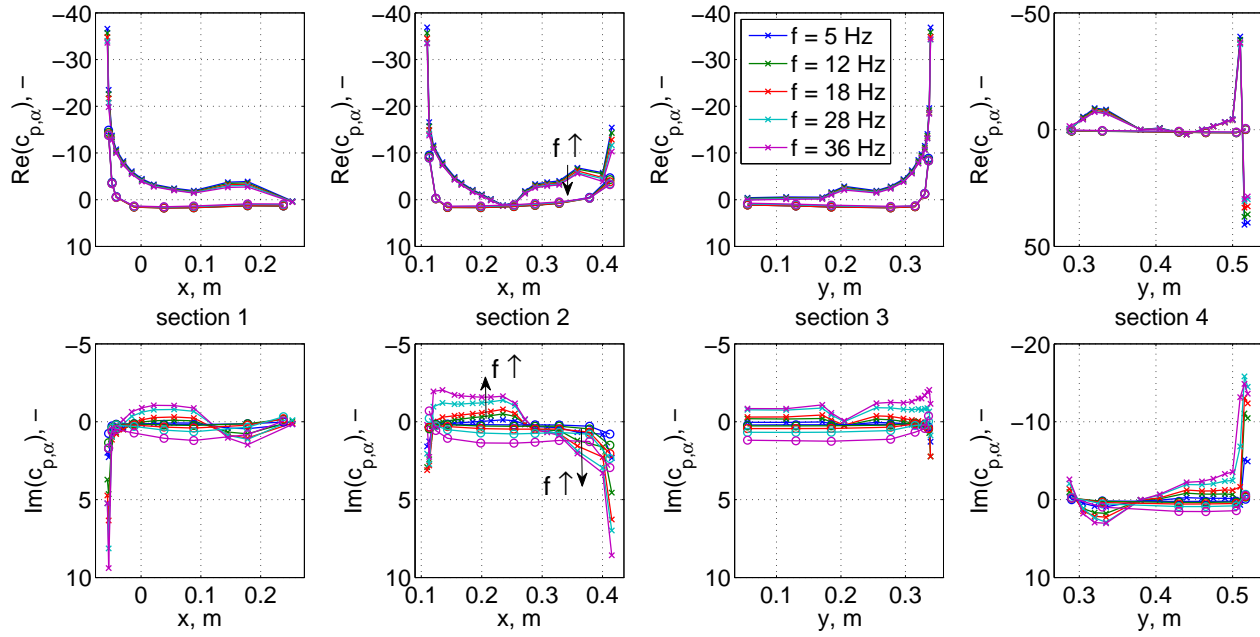


Abbildung D.16: Instationäre Druckbeiwerte, Real- und Imaginärteil, Stadium I,  $\alpha = 13.5^\circ \pm 0.15^\circ$ ,  $f_{ex} = [5 \text{ Hz}, 36 \text{ Hz}]$ ,  $Ma = 0.3$ , Markierung  $\times \hat{=}$  Oberseite,  $\circ \hat{=}$  Unterseite, MK 3

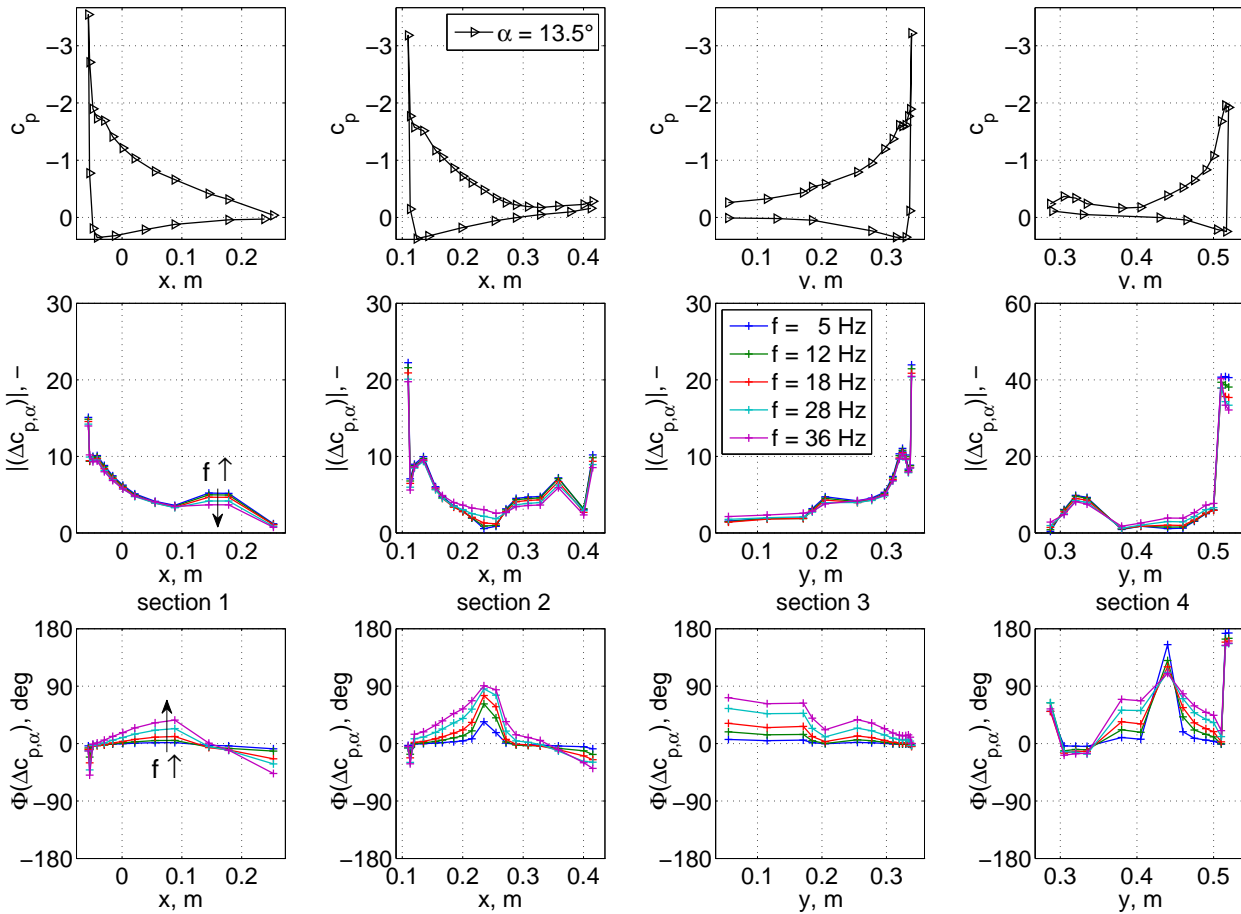


Abbildung D.17: Druckverteilung stationärer Messpunkt; Differenz instationäre Druckbeiwerte: Amplitude und Phase, Stadium I,  $\alpha = 13.5^\circ \pm 0.15^\circ$ ,  $f_{ex} = [5 \text{ Hz}, 36 \text{ Hz}]$ ,  $Ma = 0.3$ , MK 3

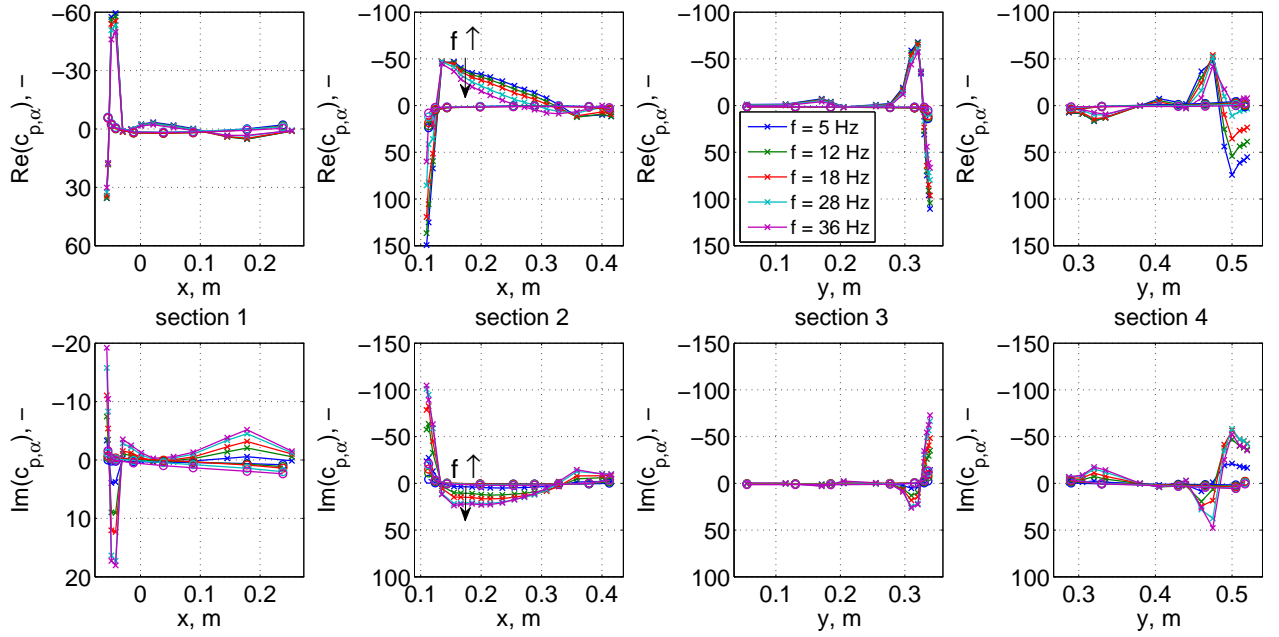


Abbildung D.18: Instationäre Druckbeiwerte, Real- und Imaginärteil, Stadium II,  $\alpha = 16.5^\circ \pm 0.15^\circ$ ,  $f_{ex} = [5 \text{ Hz}, 36 \text{ Hz}]$ ,  $Ma = 0.3$ , Markierung  $\times \hat{=}$  Oberseite,  $\circ \hat{=}$  Unterseite, MK 3

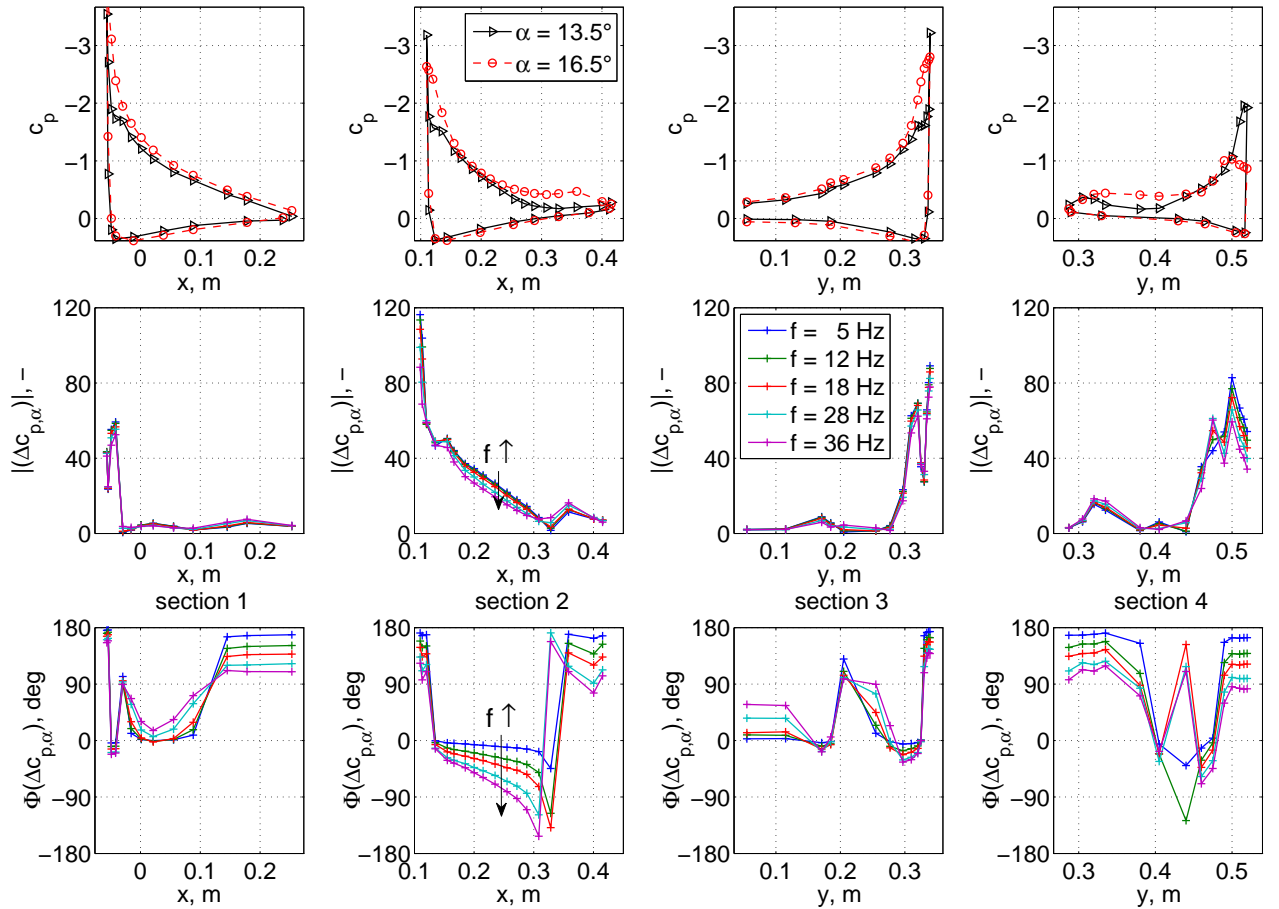


Abbildung D.19: Druckverteilung stationärer Messpunkt; Differenz instationäre Druckbeiwerte: Amplitude und Phase, Stadium II,  $\alpha = 16.5^\circ \pm 0.15^\circ$ ,  $f_{ex} = [5 \text{ Hz}, 36 \text{ Hz}]$ ,  $Ma = 0.3$ , MK 3

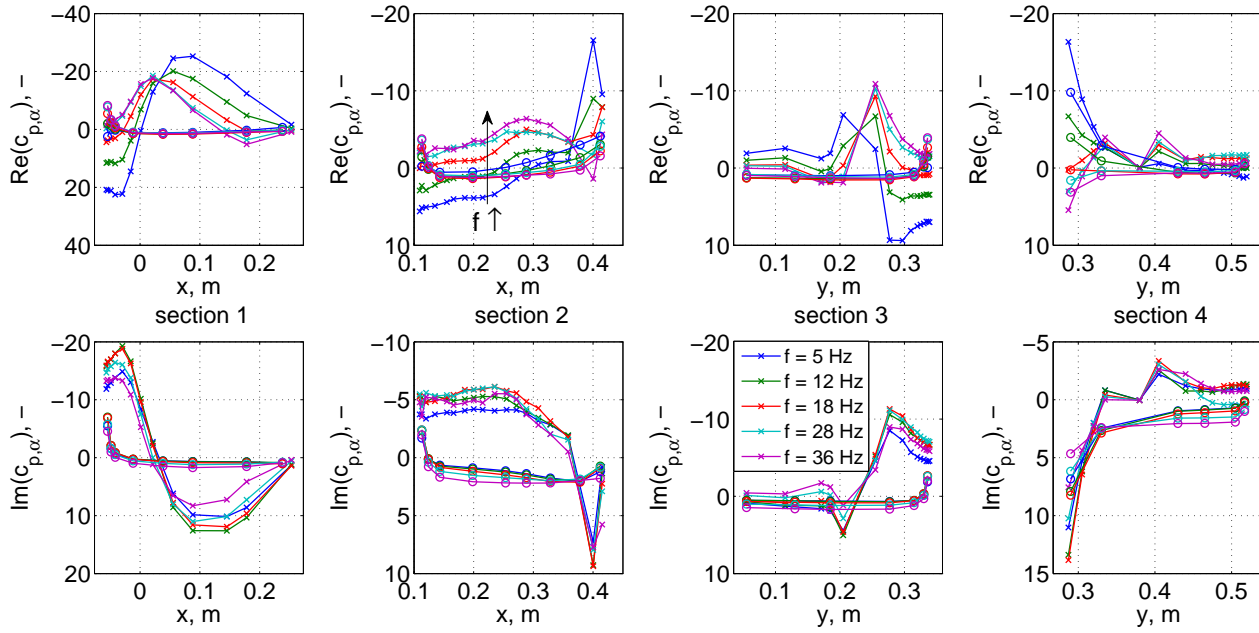


Abbildung D.20: Instationäre Druckbeiwerte, Real- und Imaginärteil, Stadium III,  $\alpha = 16.5^\circ \pm 0.15^\circ$ ,  $f_{ex} = [5 \text{ Hz}, 36 \text{ Hz}]$ ,  $Ma = 0.3$ , Markierung  $\times \hat{=}$  Oberseite,  $\circ \hat{=}$  Unterseite, MK 3

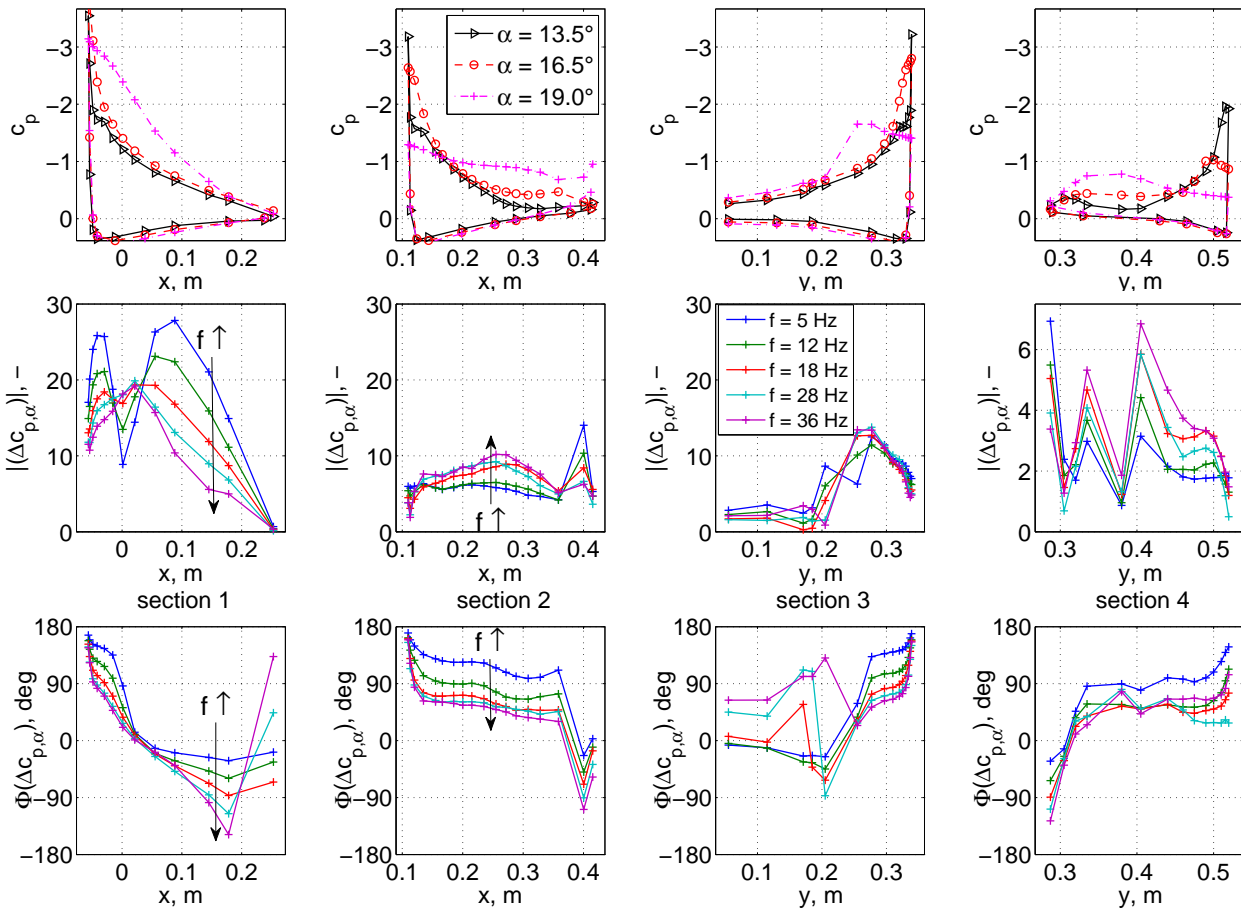


Abbildung D.21: Druckverteilung stationärer Messpunkt; Differenz instationäre Druckbeiwerte: Amplitude und Phase, Stadium III,  $\alpha = 19.0^\circ \pm 0.15^\circ$ ,  $f_{ex} = [5 \text{ Hz}, 36 \text{ Hz}]$ ,  $Ma = 0.3$ , MK 3



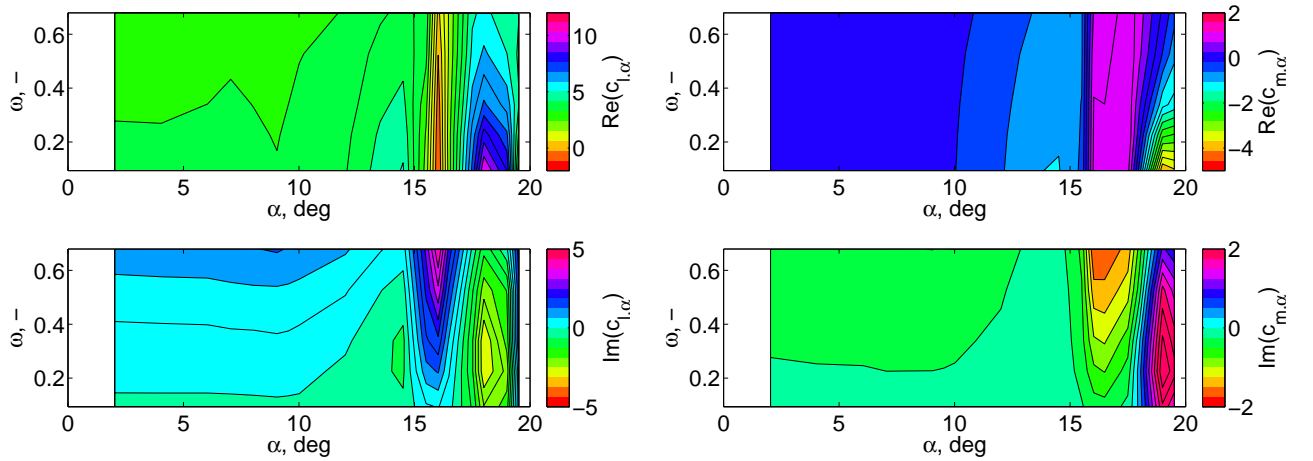


Abbildung D.22: Real- und Imaginärteil von  $c_{l,\alpha}$  und  $c_{m,\alpha}$ , Anregungsfrequenzen  $f_{ex} = [5 \text{ Hz}, 36 \text{ Hz}]$  ( $\omega^* = [0.10, 0.69]$ ),  $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ ,  $\text{Ma} = 0.3$ , Section 1

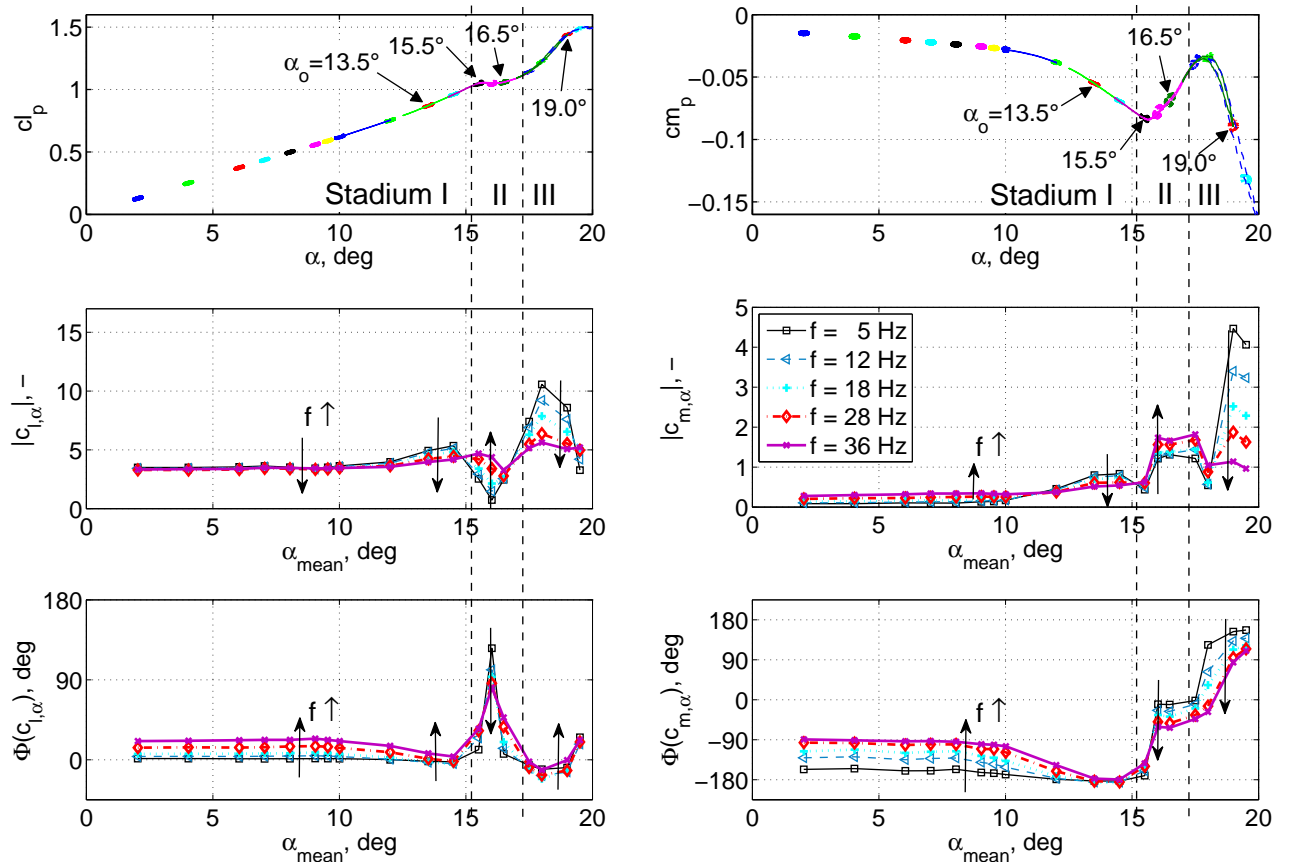


Abbildung D.23: Auftriebs- und Momentenbeiwert 1 Hz ( $\Delta\alpha = 1^\circ$ ) und 36 Hz ( $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ ); Amplitude und Phase von  $c_{l,\alpha}$  und  $c_{m,\alpha}$ , Anregungsfrequenzen  $f_{ex} = [5 \text{ Hz}, 36 \text{ Hz}]$  ( $\omega^* = [0.10, 0.69]$ ),  $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ ,  $\text{Ma} = 0.3$ , Section 1



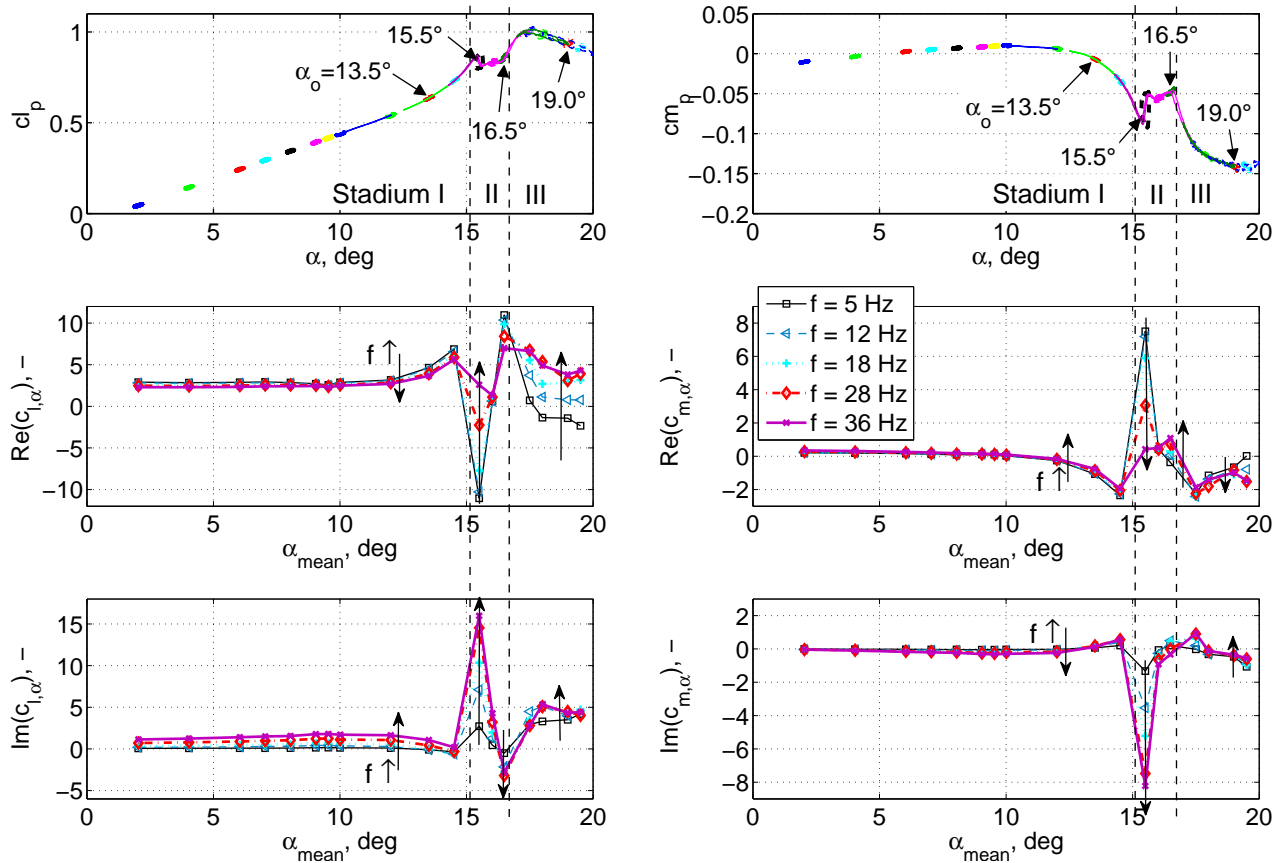


Abbildung D.24: Auftriebs- und Momentenbeiwert 1 Hz ( $\Delta\alpha = 1^\circ$ ) und 36 Hz ( $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ ); Real- und Imaginärteil von  $c_{l,\alpha}$  und  $c_{m,\alpha}$ , Anregungsfrequenzen  $f_{ex} = [5 \text{ Hz}, 36 \text{ Hz}]$  ( $\omega^* = [0.10, 0.69]$ ),  $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ ,  $\text{Ma} = 0.3$ , Section 2

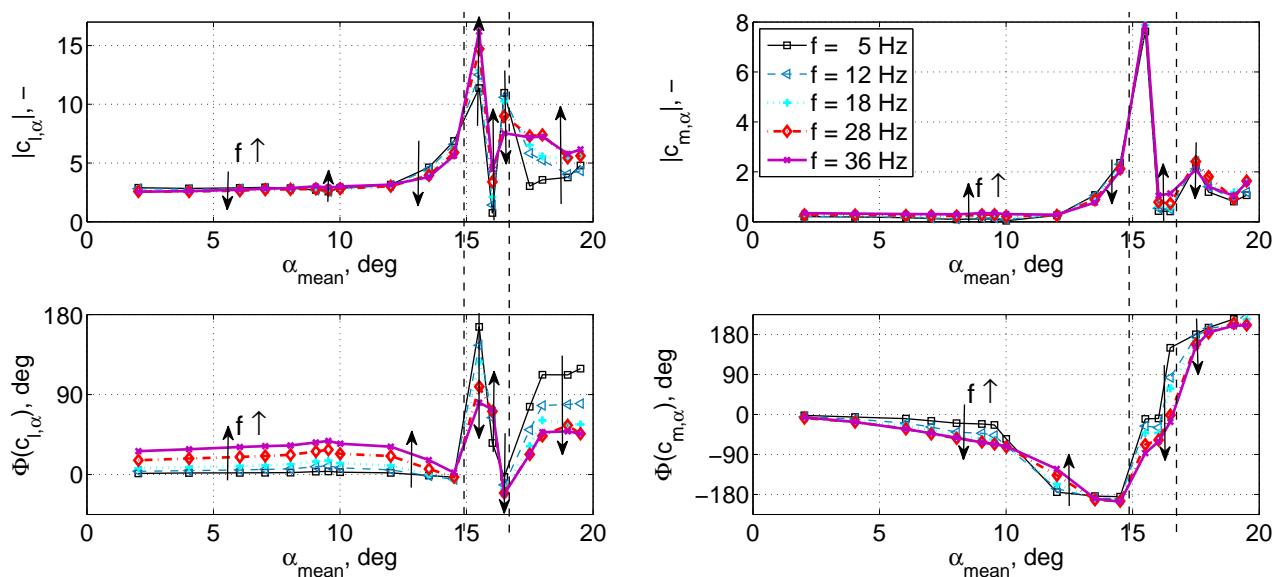


Abbildung D.25: Amplitude und Phase von  $c_{l,\alpha}$  und  $c_{m,\alpha}$ , Anregungsfrequenzen  $f_{ex} = [5 \text{ Hz}, 36 \text{ Hz}]$  ( $\omega^* = [0.10, 0.69]$ ),  $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ ,  $\text{Ma} = 0.3$ , Section 2

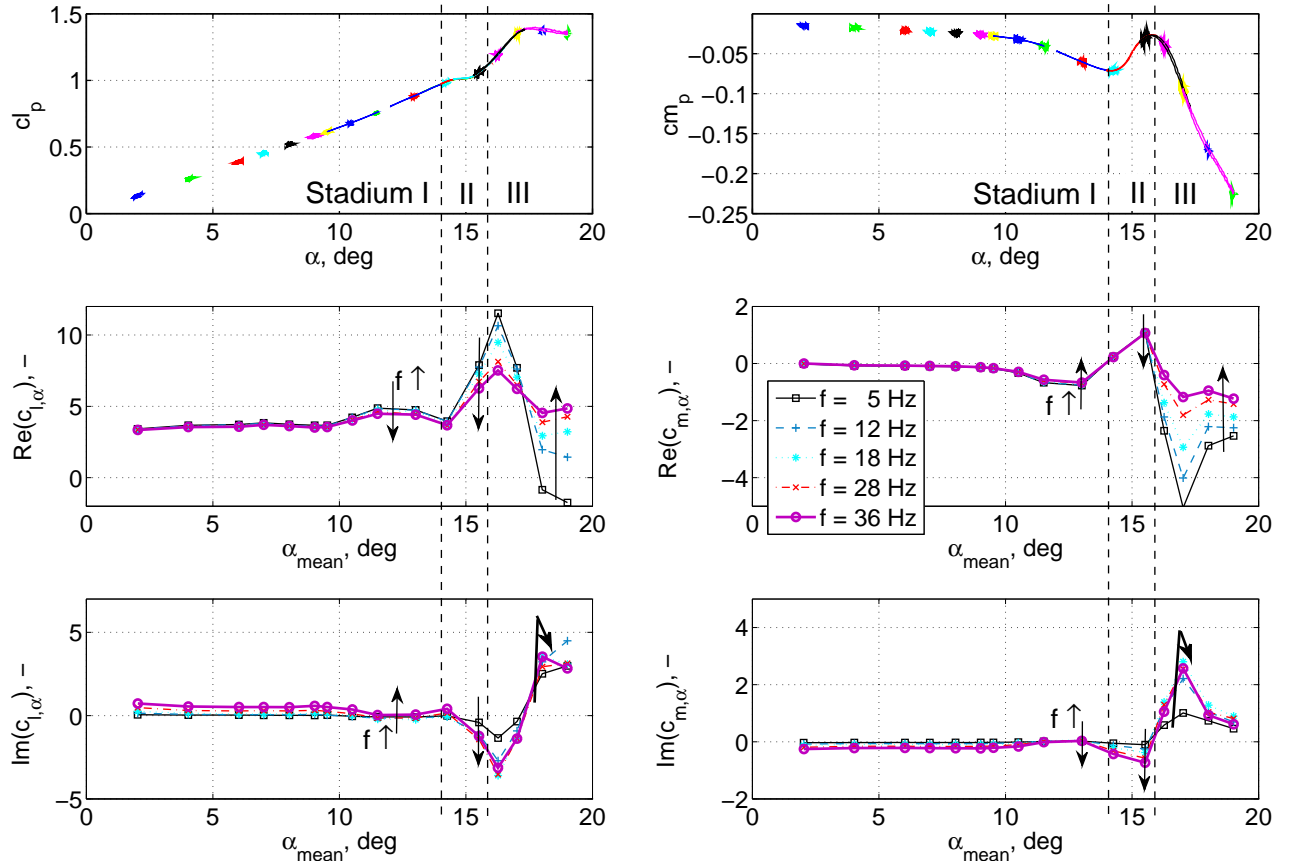


Abbildung D.26: Auftriebs- und Momentenbeiwert 1 Hz ( $\Delta\alpha = 1^\circ$ ) und 36 Hz ( $\Delta\alpha = 0.12^\circ$ ); Real- und Imaginärteil,  $c_{l,\alpha}$  und  $c_{m,\alpha}$  Anregungsfrequenzen  $f_{ex} = [5 \text{ Hz}, 36 \text{ Hz}]$  ( $\omega^* = [0.06, 0.41]$ ),  $\Delta\alpha = 0.12^\circ$ ,  $\text{Ma} = 0.5$ , Section 1

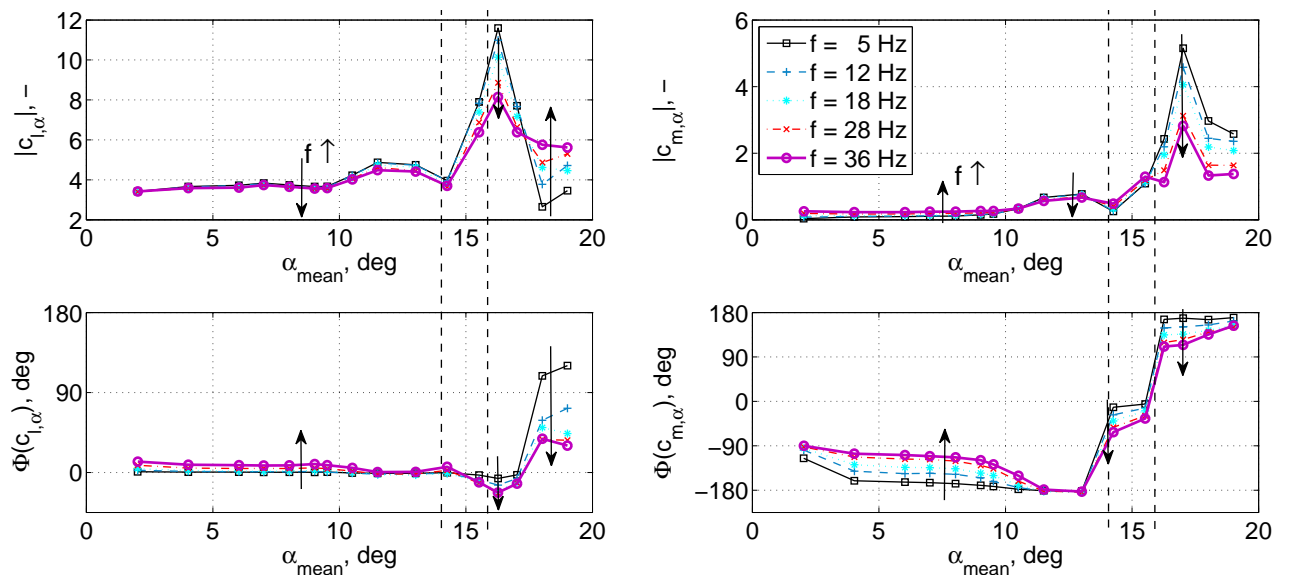


Abbildung D.27: Amplitude und Phase von  $c_{l,\alpha}$  und  $c_{m,\alpha}$ , Anregungsfrequenzen  $f_{ex} = [5 \text{ Hz}, 36 \text{ Hz}]$  ( $\omega^* = [0.06, 0.41]$ ),  $\Delta\alpha = 0.12^\circ$ ,  $\text{Ma} = 0.5$ , Section 1

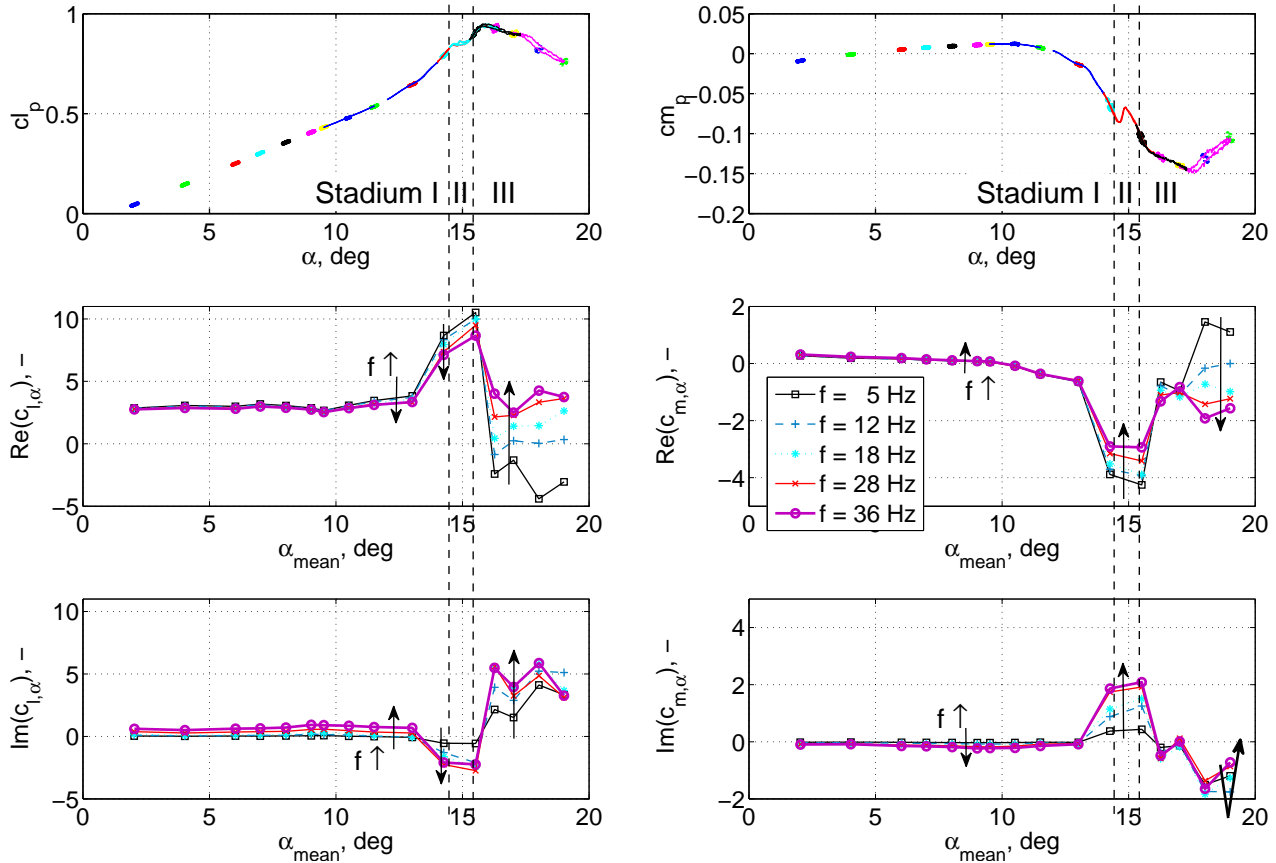


Abbildung D.28: Auftriebs- und Momentenbeiwert 1 Hz ( $\Delta\alpha = 1^\circ$ ) und 36 Hz ( $\Delta\alpha = 0.12^\circ$ ); Real- und Imaginärteil,  $c_{l,\alpha}$  und  $c_{m,\alpha}$  Anregungsfrequenzen  $f_{ex} = [5 \text{ Hz}, 36 \text{ Hz}]$  ( $\omega^* = [0.06, 0.41]$ ),  $\Delta\alpha = 0.12^\circ$ ,  $\text{Ma} = 0.5$ , Section 2

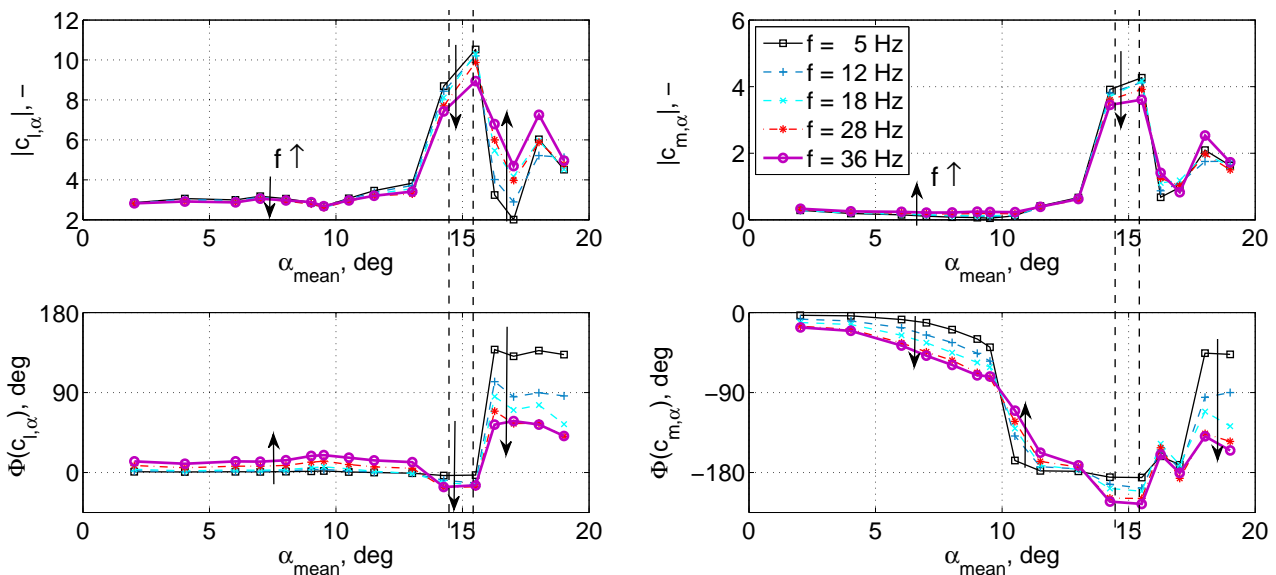


Abbildung D.29: Amplitude und Phase,  $c_{l,\alpha}$  und  $c_{m,\alpha}$ , Anregungsfrequenzen  $f_{ex} = [5 \text{ Hz}, 36 \text{ Hz}]$  ( $\omega^* = [0.06, 0.41]$ ),  $\Delta\alpha = 0.12^\circ$ ,  $\text{Ma} = 0.5$ , Section 2

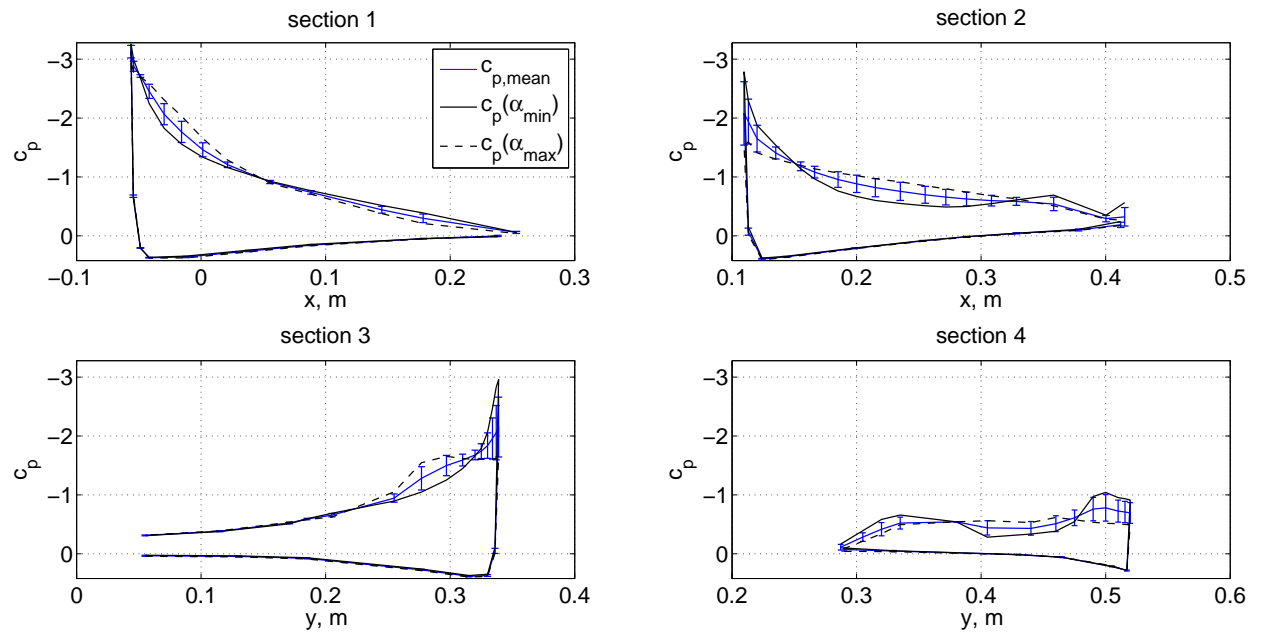


Abbildung D.30: Druckverteilung: Mittelwert mit Standardabweichung und phasengemittelte bei  $\alpha_{max}$  und  $\alpha_{min}$ ,  $\alpha = 15.0^\circ \pm 0.4^\circ$ ,  $f_{ex} = 18$  Hz,  $Ma = 0.5$ , MK 3

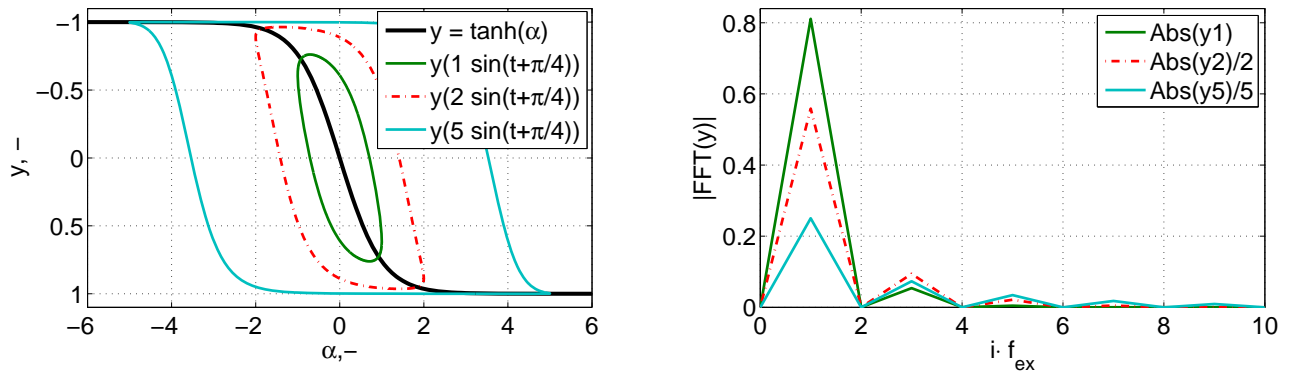


Abbildung D.31: Schematische Darstellung des Amplitudeneffektes bei nichtlinearem stationären Verlauf mit fester Phasennacheilung

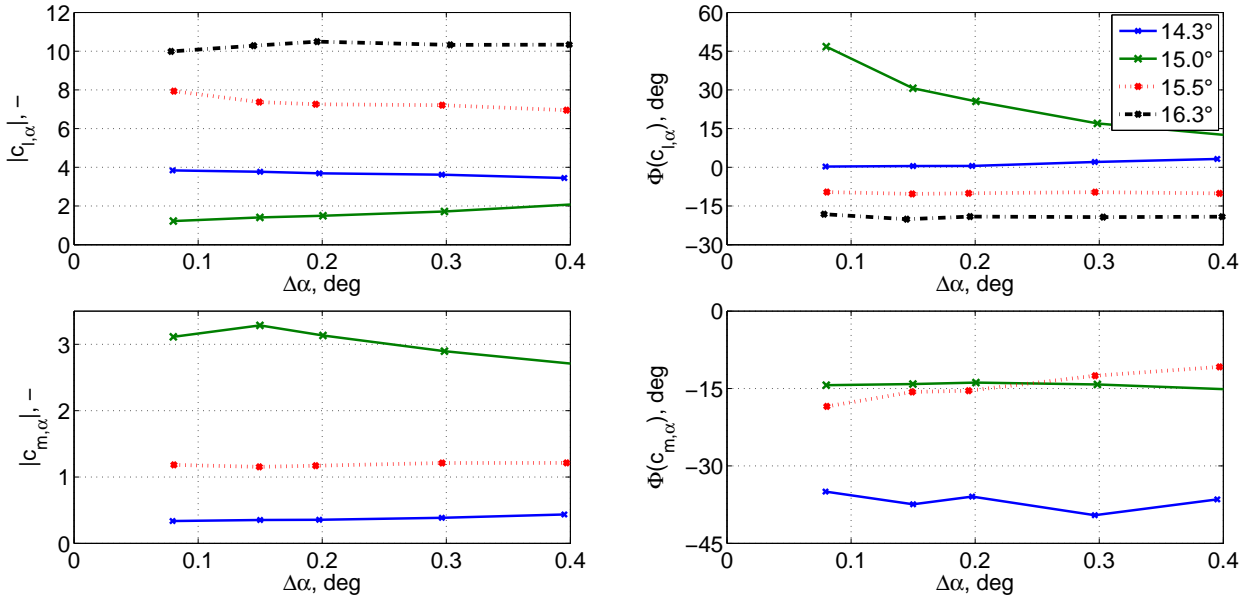


Abbildung D.32: Instationäre Beiwerte  $c_{l,\alpha}$  und  $c_{m,\alpha}$  über  $\Delta\alpha$ ,  $\alpha_0 = \{14.3^\circ, 15.0^\circ, 15.5^\circ, 16.3^\circ\}$ ,  $f_{ex} = 18$  Hz,  $Ma = 0.5$ , Section 1, MK 3

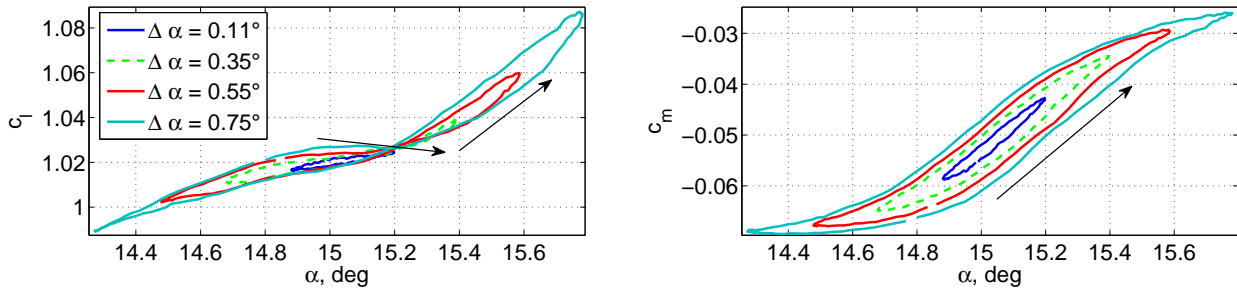


Abbildung D.33: Auftriebs- und Momentenbeiwert über  $\alpha$ ,  $\alpha_0 = 15.0^\circ$ ,  $f_{ex} = 12$  Hz,  $Ma = 0.5$ , Section 1, MK 1

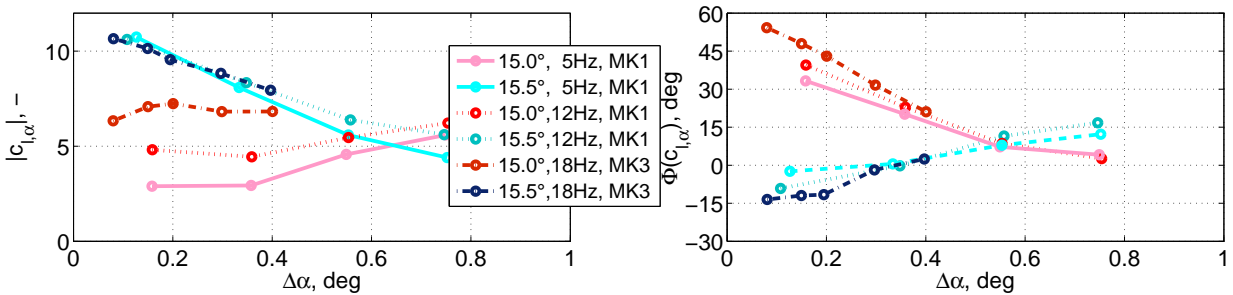


Abbildung D.34: Instationäre Beiwerte  $c_{l,\alpha}$  über  $\Delta\alpha$ ,  $\alpha_0 = \{15.0^\circ, 15.5^\circ\}$ ,  $f_{ex} = \{5, 12, 18\}$  Hz,  $Ma = 0.5$ , Section 2, MK 1 und 3

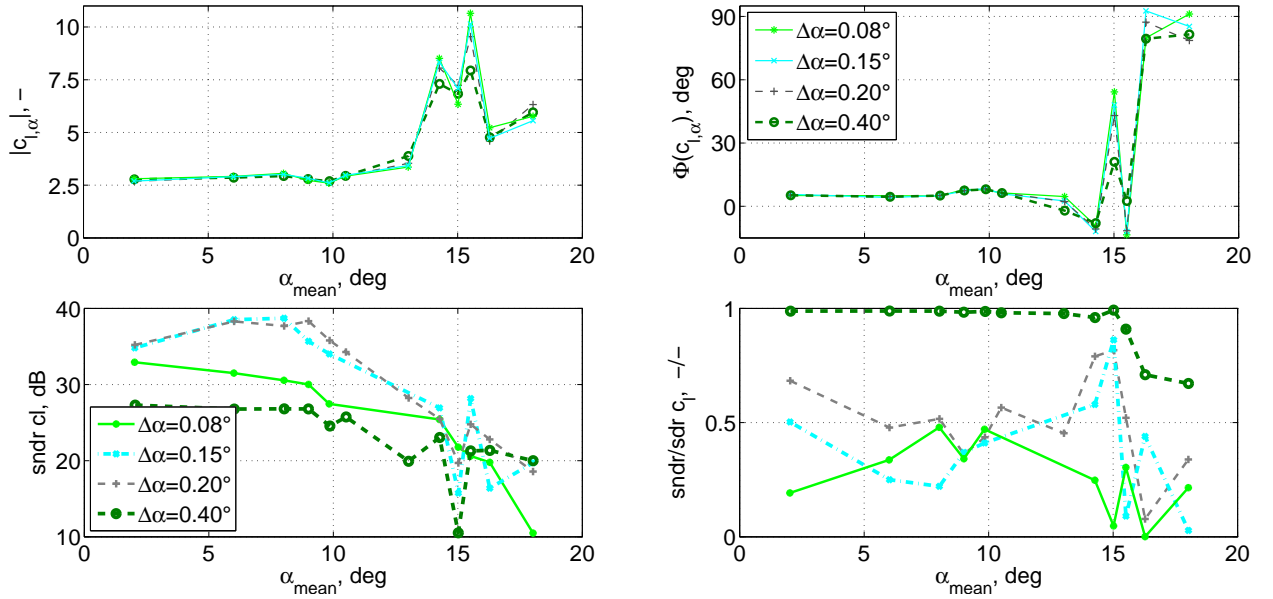


Abbildung D.35: Instationärer Auftriebsbeiwert (Amplitude und Phase), Signal zu Rausch- und Verzerrungsverhältnis und Anteil der Höherharmonischen am zusätzlichen spektralen Inhalt,  $f_{ex} = 18 \text{ Hz}$ ,  $\text{Ma} = 0.5$ , Section 2, MK 3

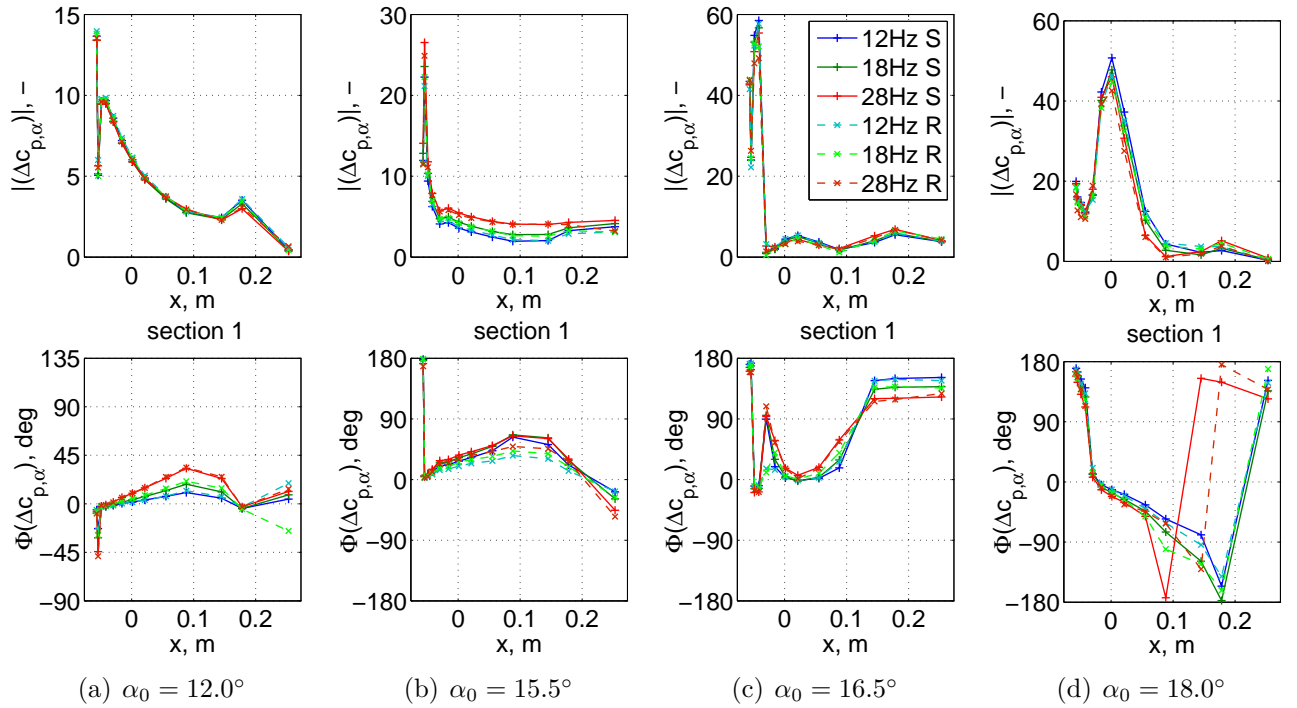


Abbildung D.36: Vergleich  $\Delta c_{p,\alpha}$  Sinus- (S) ( $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ ) vs. Rauschanregung (R) ( $\Delta\alpha < 0.01^\circ$ ), links nach rechts:  $\alpha_0 = \{12.0^\circ, 15.5^\circ, 16.5^\circ, 18.0^\circ\}$ ,  $f_{ex} = \{12, 18, 28\} \text{ Hz}$ ,  $\text{Ma} = 0.3$ , Section 1

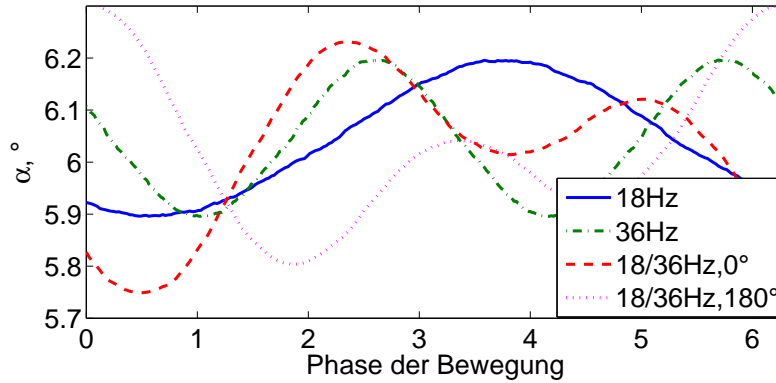


Abbildung D.37: Verlauf von  $\alpha$  bei 18 Hz, 36 Hz und Überlagerung von beidem mit unterschiedlichem zeitlichem Versatz,  $\alpha_0 = 6^\circ$

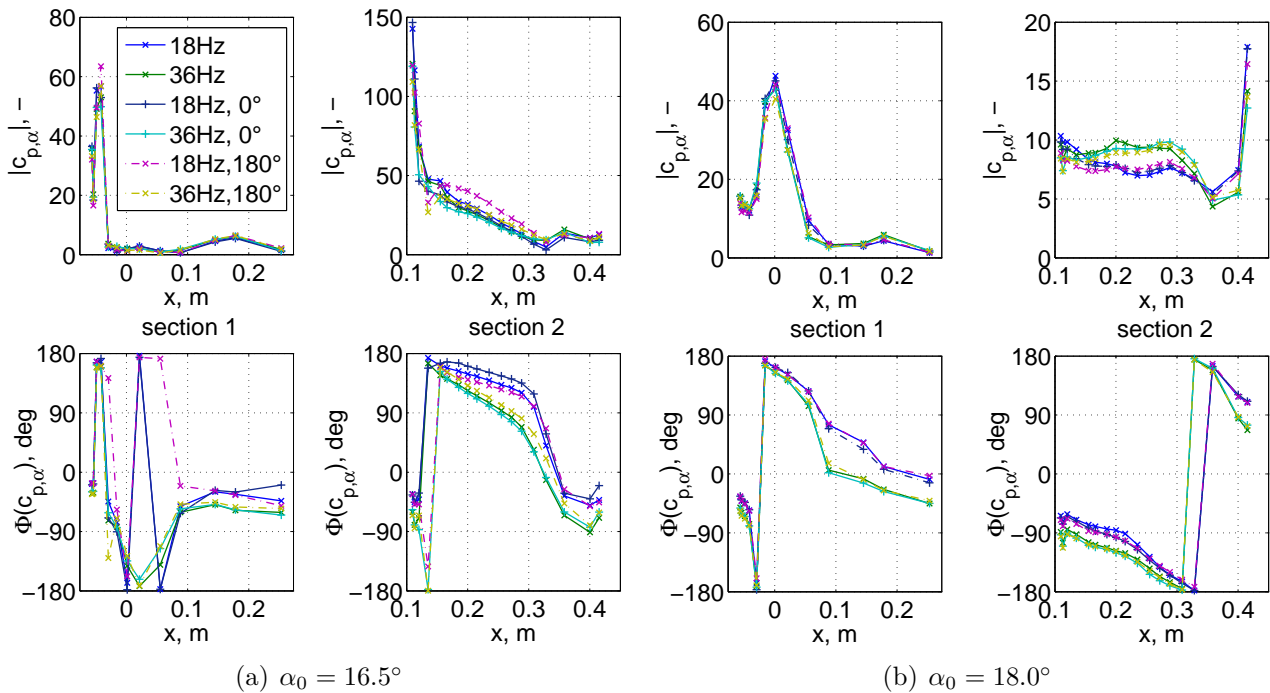


Abbildung D.38: Vergleich  $c_{p,\alpha}$  Oberseite, Anregung mit einfacher Sinus-Form und Überlagerung zweier Frequenzen mit unterschiedlichem zeitlichem Versatz (Abb. D.37),  $f_{ex} = 18$  Hz und 36 Hz,  $\Delta\alpha(f_{ex1}, f_{ex2}) = 0.15^\circ$ ,  $Ma = 0.3$ , Section 1 und 2

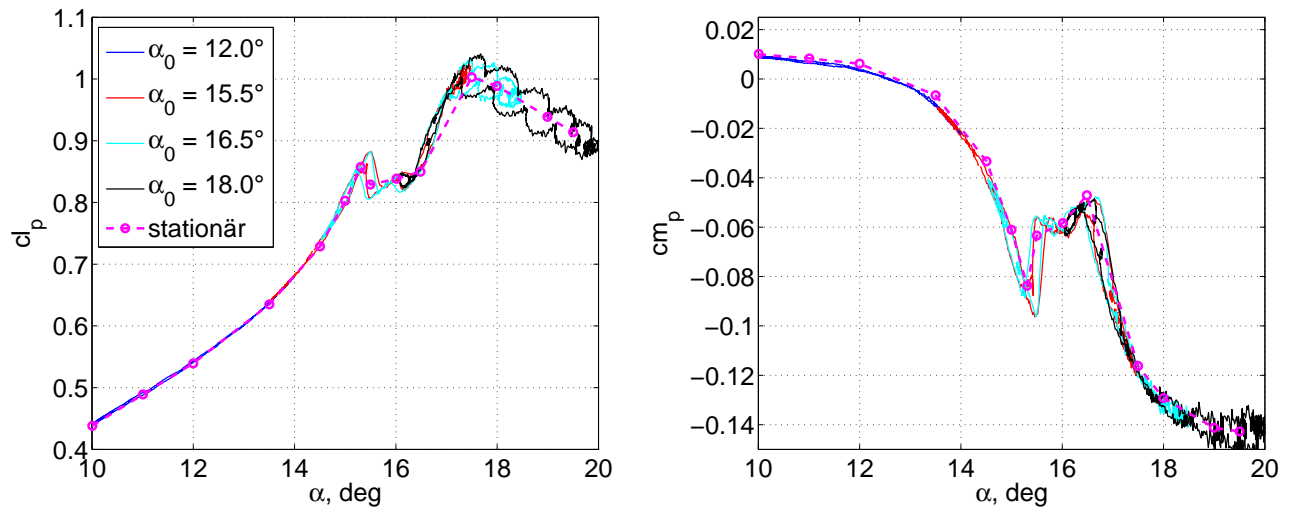


Abbildung D.39: Auftriebs- und Momentenbeiwert über Anstellwinkel, Überlagerte Anstellwinkelschwingung 1 Hz ( $\Delta\alpha = 2^\circ$ ) und 18 Hz ( $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ ), Section 2,  $Ma = 0.3$

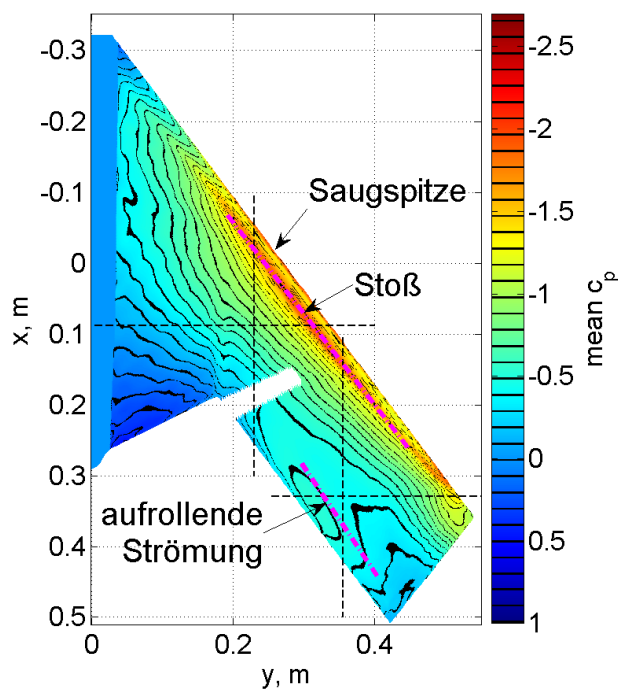


Abbildung D.40: Mittelwert  $c_p$  (iPSP), Markierungen: Amplitudenmaxima von  $c_{p,\alpha}$  Abb. 7.33,  $\alpha = 11.06^\circ \pm 0.2^\circ$ ,  $f_{ex} = 36$  Hz

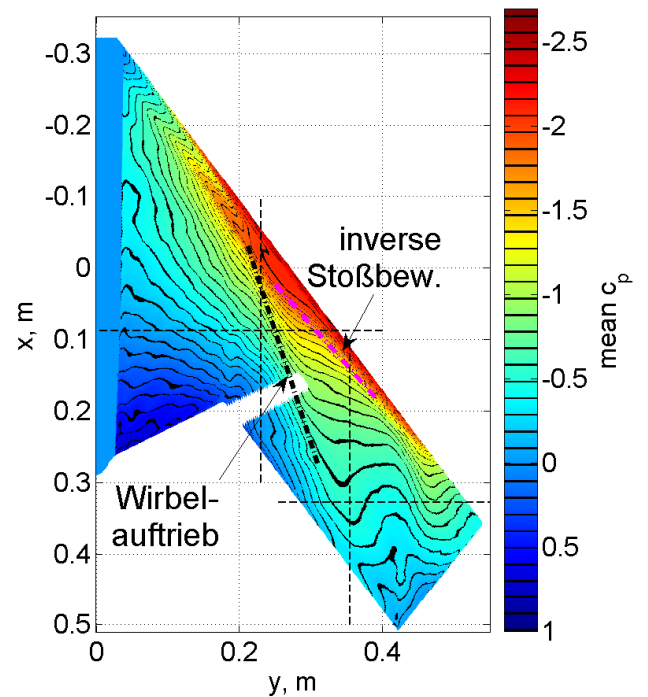


Abbildung D.41: Mittelwert  $c_p$  (iPSP), Markierungen: Amplitudenmaxima von  $c_{p,\alpha}$  Abb. 7.34,  $\alpha = 14.06^\circ \pm 0.2^\circ$ ,  $f_{ex} = 36$  Hz



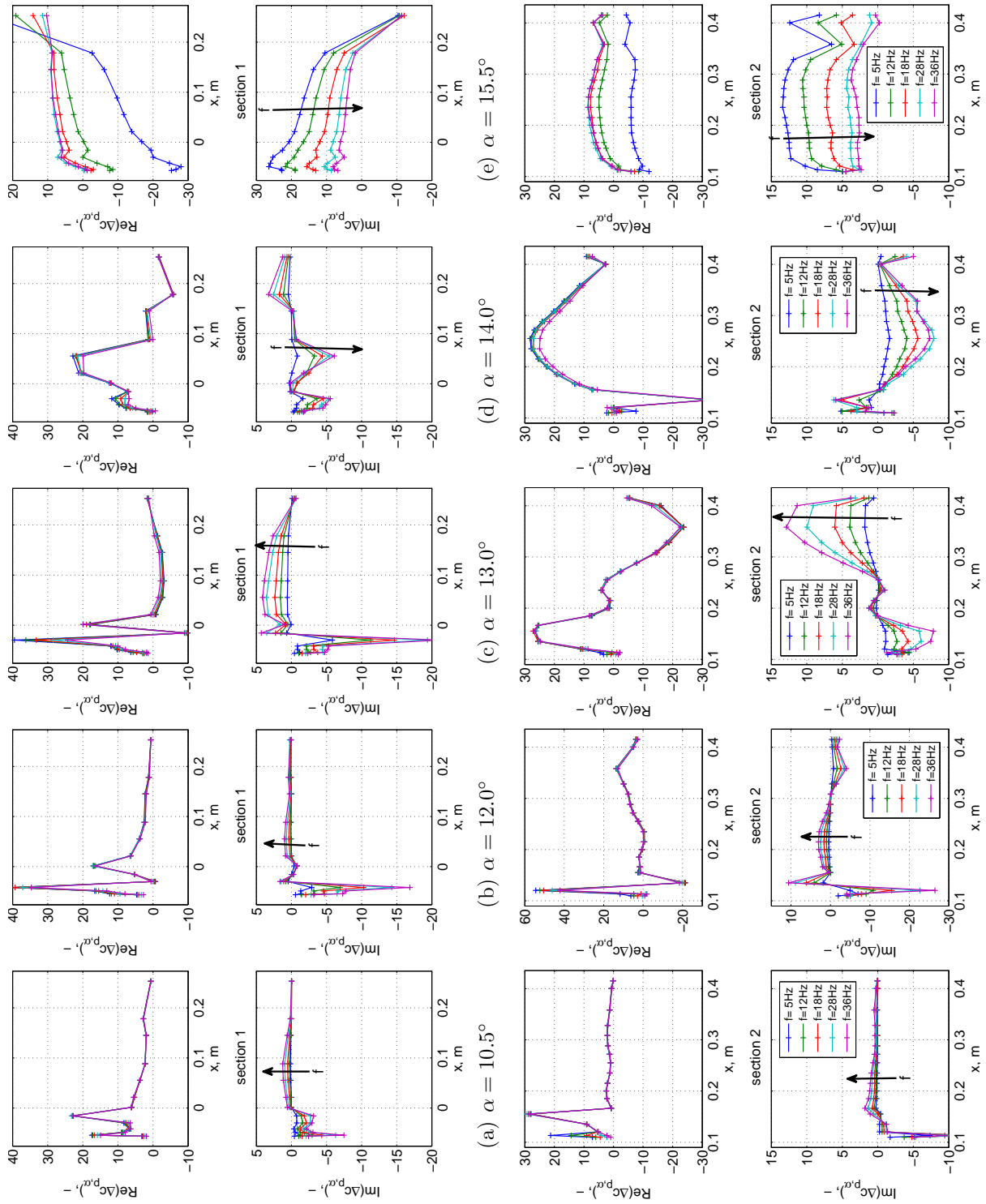


Abbildung D.42: Instationäre Druckbeiwerte  $\Delta c_{p,\alpha}$ , Section 1 und 2,  $\alpha_0 = \{10.5^\circ, 12.0^\circ, 13.0^\circ, 14.0^\circ, 15.5^\circ\}$ ,  $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ ,  $f_{ex} = [5 \text{ Hz}, 36 \text{ Hz}]$ ,  $\text{Ma} = 0.7$ , unbeschichtet, [140]

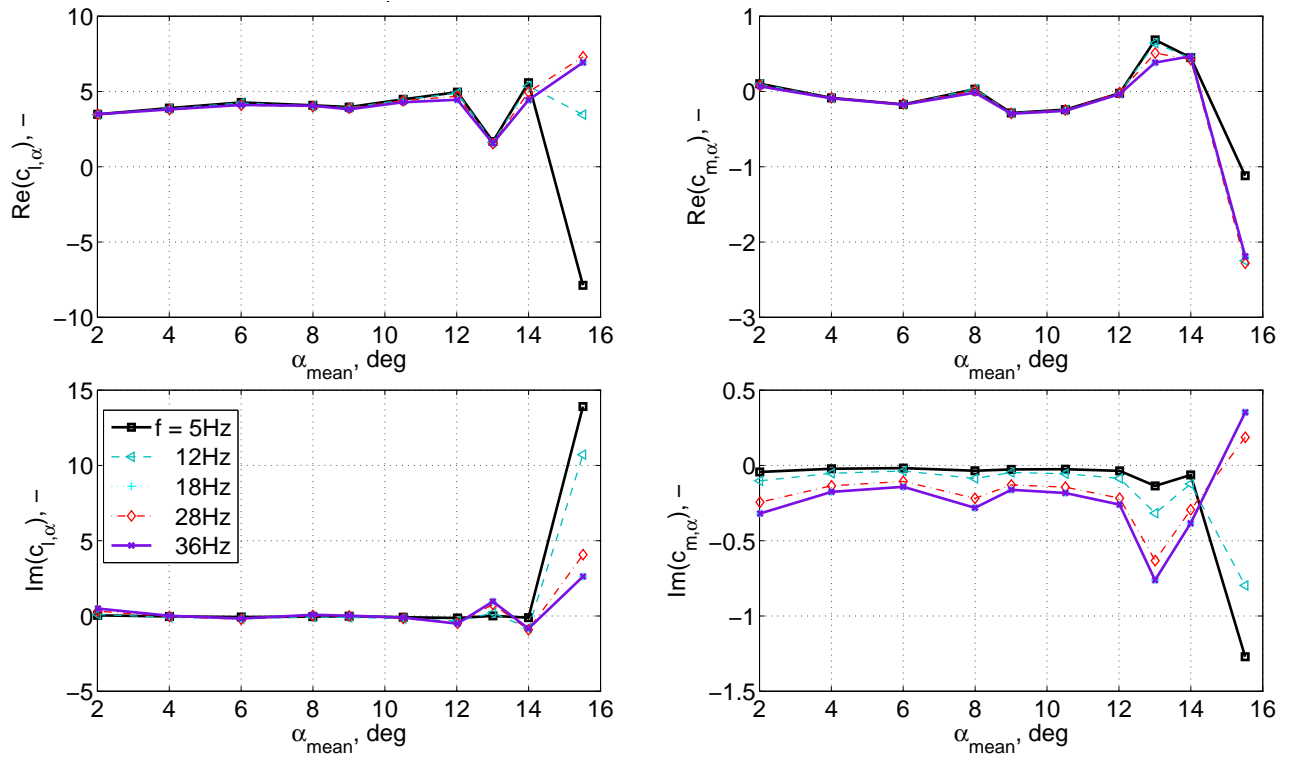


Abbildung D.43: Real- und Imaginärteil,  $c_{l,\alpha}$  und  $c_{m,\alpha}$  Anregungsfrequenzen  $f_{ex} = [5 \text{ Hz}, 36 \text{ Hz}]$  ( $\omega^* = [0.04, 0.30]$ ),  $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ ,  $\text{Ma} = 0.7$ , Section 1

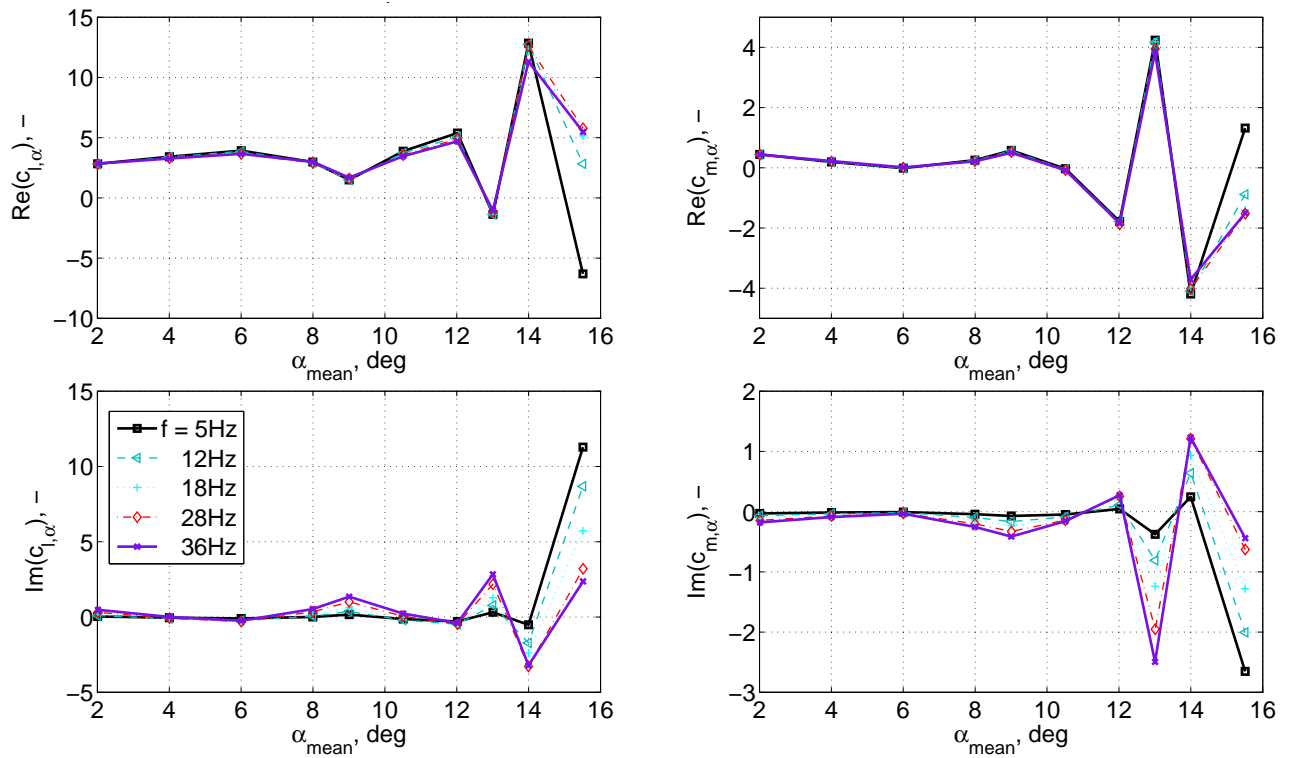


Abbildung D.44: Real- und Imaginärteil,  $c_{l,\alpha}$  und  $c_{m,\alpha}$  Anregungsfrequenzen  $f_{ex} = [5 \text{ Hz}, 36 \text{ Hz}]$  ( $\omega^* = [0.04, 0.30]$ ),  $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ ,  $\text{Ma} = 0.7$ , Section 2

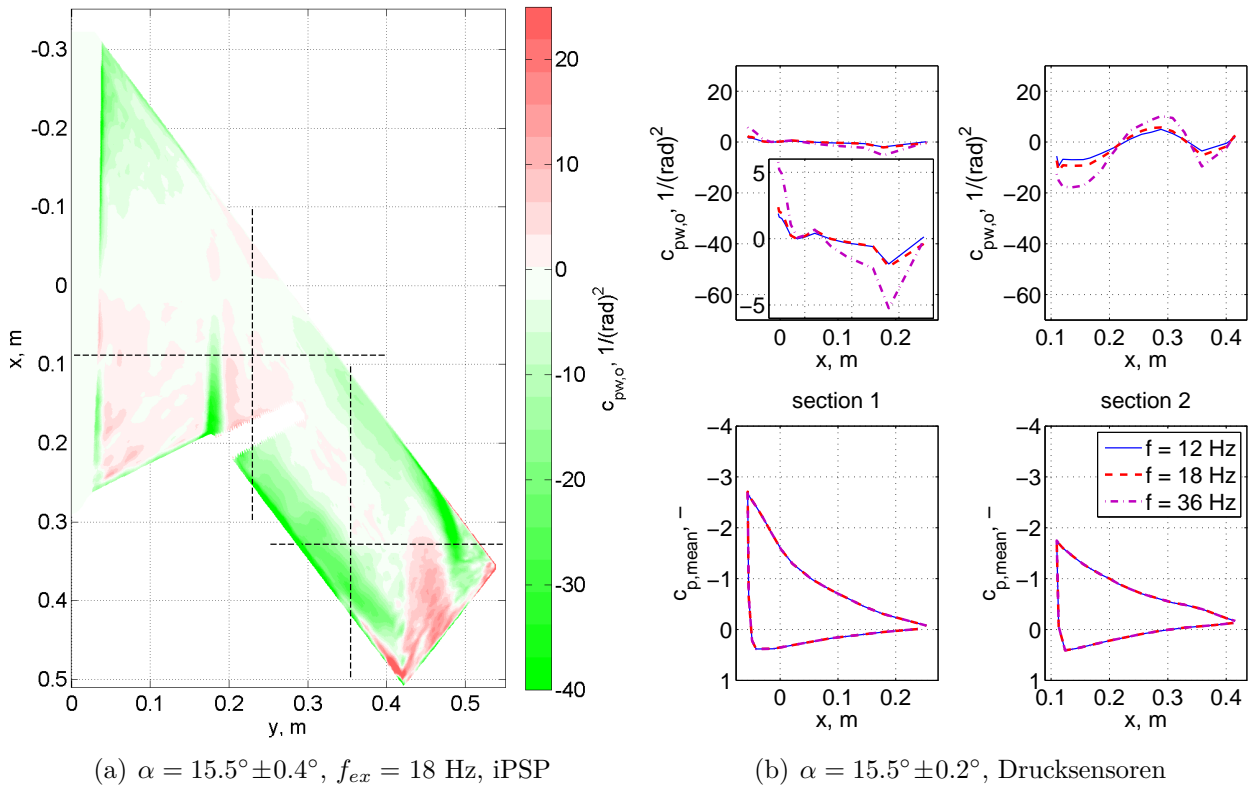


Abbildung D.45: Energiebilanz  $c_{pw,o}$  (iPSP) normiert mit  $1/(\Delta\alpha)^2$  (Gl. 5.35),  $>0$  destabilisierend (Energie von Fluid zu Bewegung),  $<0$  stabilisierend, Markierung -- bei iPSP: Schnitte für Druckauswertung nahe Sections 1 - 4,  $\alpha_0 = 15.5^\circ$ ,  $Ma = 0.5$ , MK 3

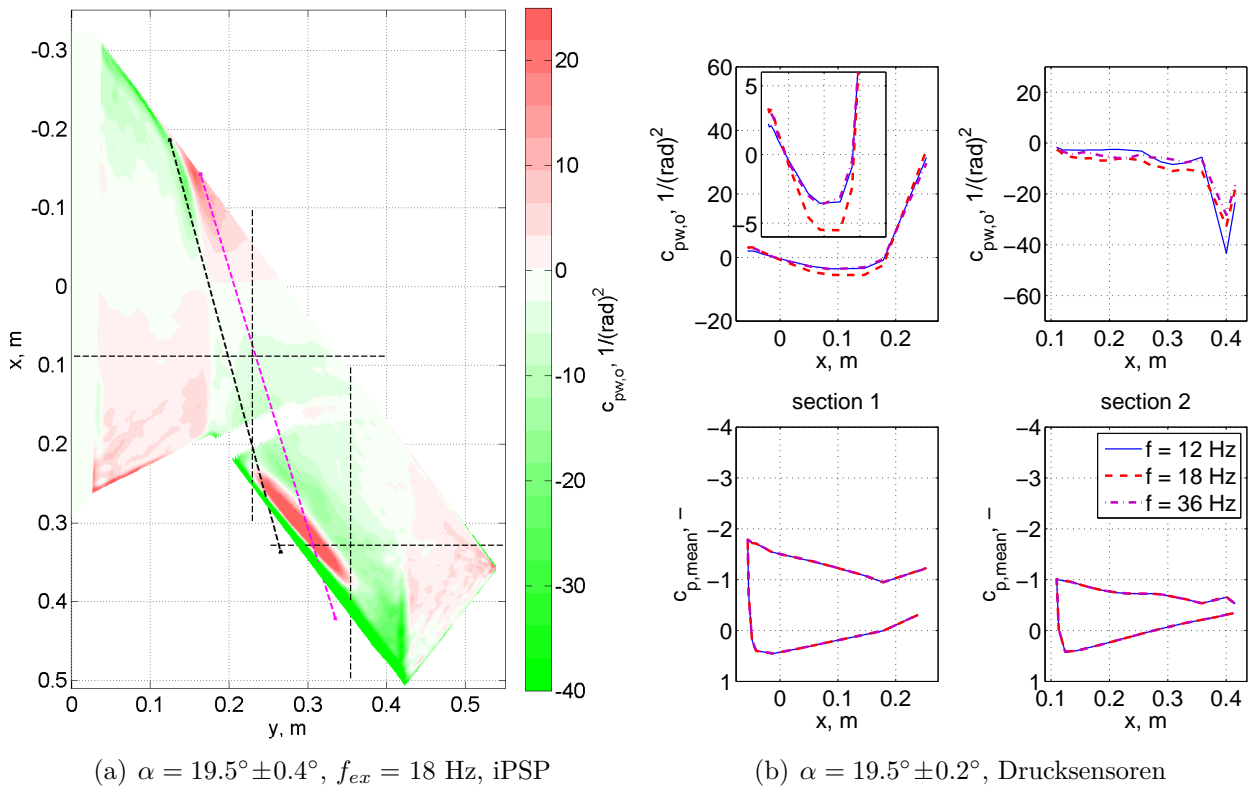


Abbildung D.46: Energiebilanz  $c_{pw,o}$  (iPSP) normiert mit  $1/(\Delta\alpha)^2$  (Gl. 5.35),  $>0$  destabilisierend (Energie von Fluid zu Bewegung),  $<0$  stabilisierend, Markierung -- bei iPSP: Lokales max. von  $|c_{p,\alpha}|$  und Schnitte für Druckauswertung nahe Sections 1 - 4,  $\alpha_0 = 19.5^\circ$ ,  $Ma = 0.5$ , MK 3

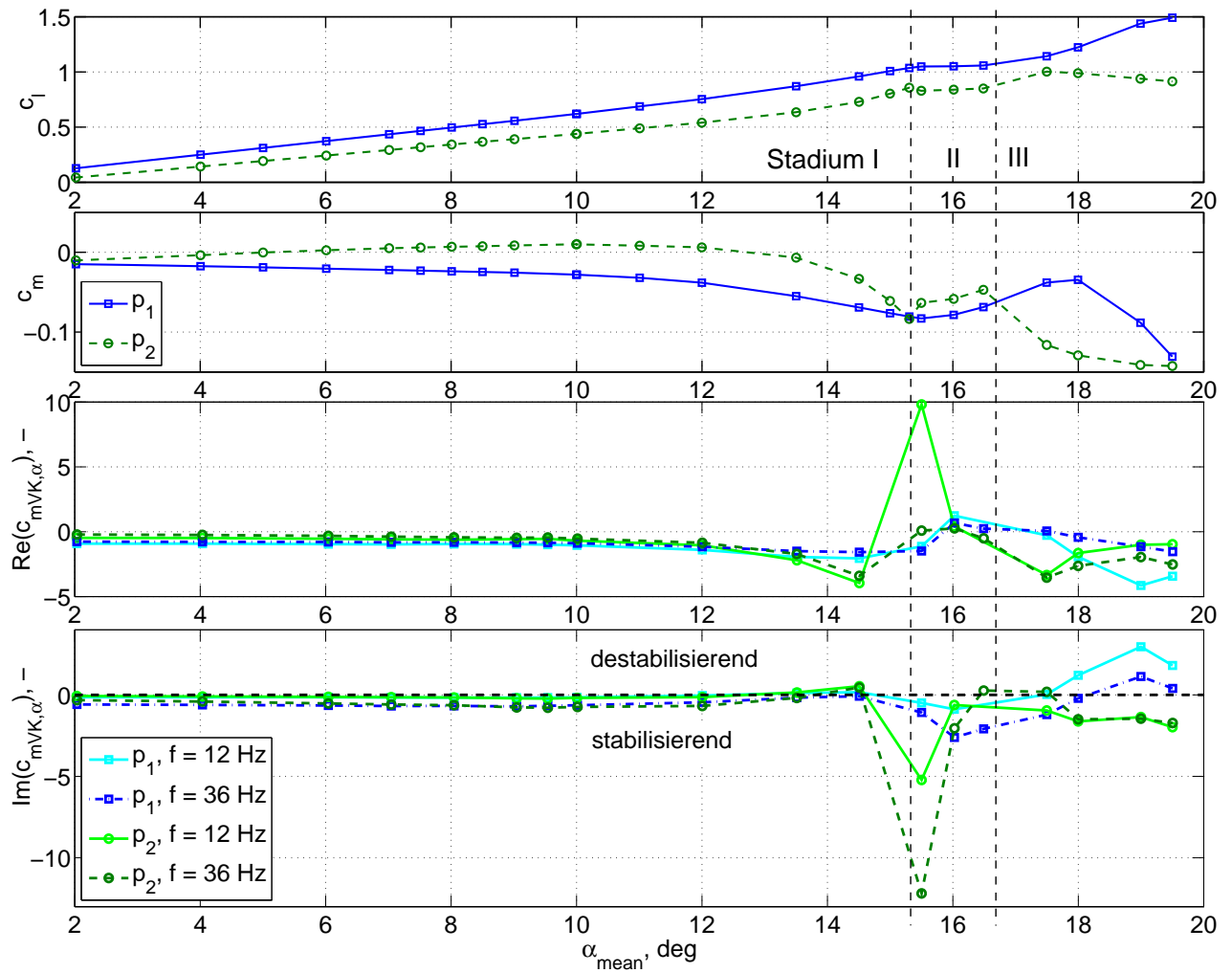


Abbildung D.47: Stationärer Auftriebs- und Momentenbeiwert (um 25%  $x/c$ ), instationärer Momentenbeiwert um die VK  $\text{Re}(c_{\text{mVK},\alpha})$  und  $\text{Im}(c_{\text{mVK},\alpha})$ ,  $f_{\text{ex}} = \{12 \text{ Hz}, 36 \text{ Hz}\}$  ( $\omega^* = \{0.23, 0.69\}$ ),  $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ ,  $\text{Ma} = 0.3$ , Section 1 und 2

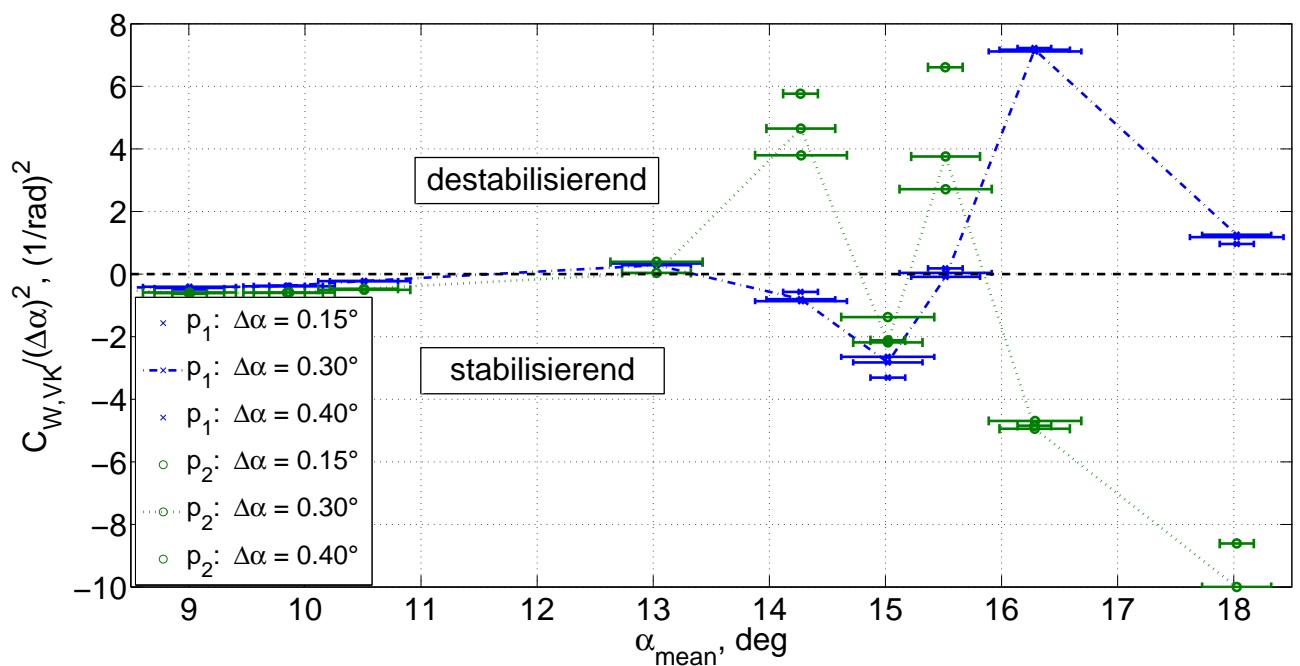


Abbildung D.48: Energieeintrag,  $C_w$  um VK, Skalierung  $1/(\Delta\alpha)^2$ ,  $f_{\text{ex}} = 18 \text{ Hz}$ ,  $\text{Ma} = 0.5$

## D.3 Zu Kritische Betrachtung der Sekundäreffekte

### Abschnitt 7.3

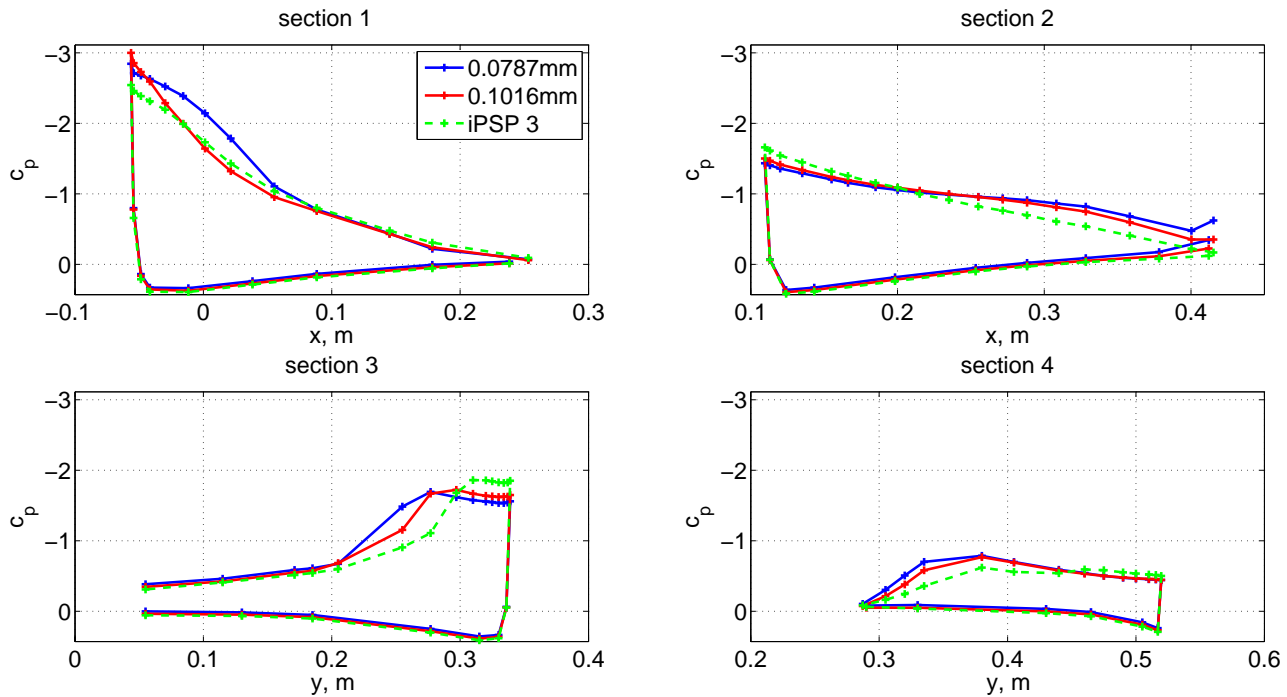


Abbildung D.49: Druckverteilungen bei unterschiedlichen Höhen der Transitionsfixierung und Beschichtung mit iPSP,  $\alpha = 16^\circ$ ,  $Ma = 0.5$ , MK3

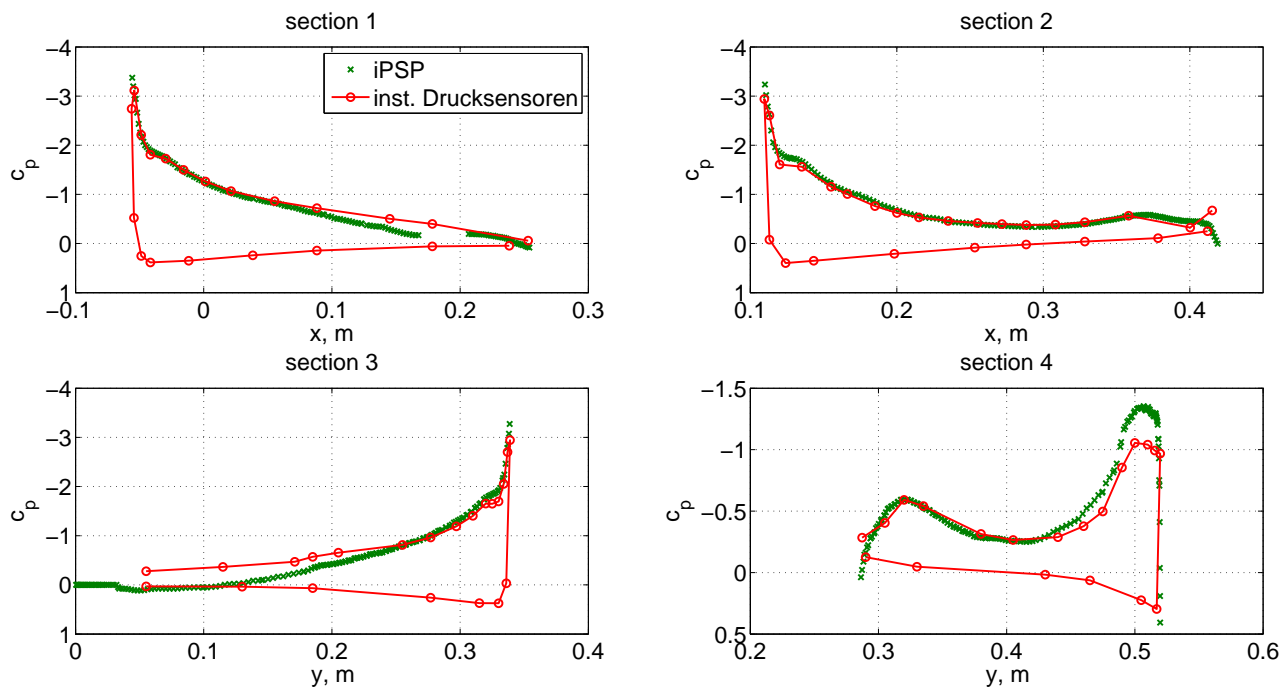


Abbildung D.50: Druckverteilungen der Drucksensoren und iPSP,  $\alpha = 14.0^\circ$ ,  $Ma = 0.5$ , MK 3

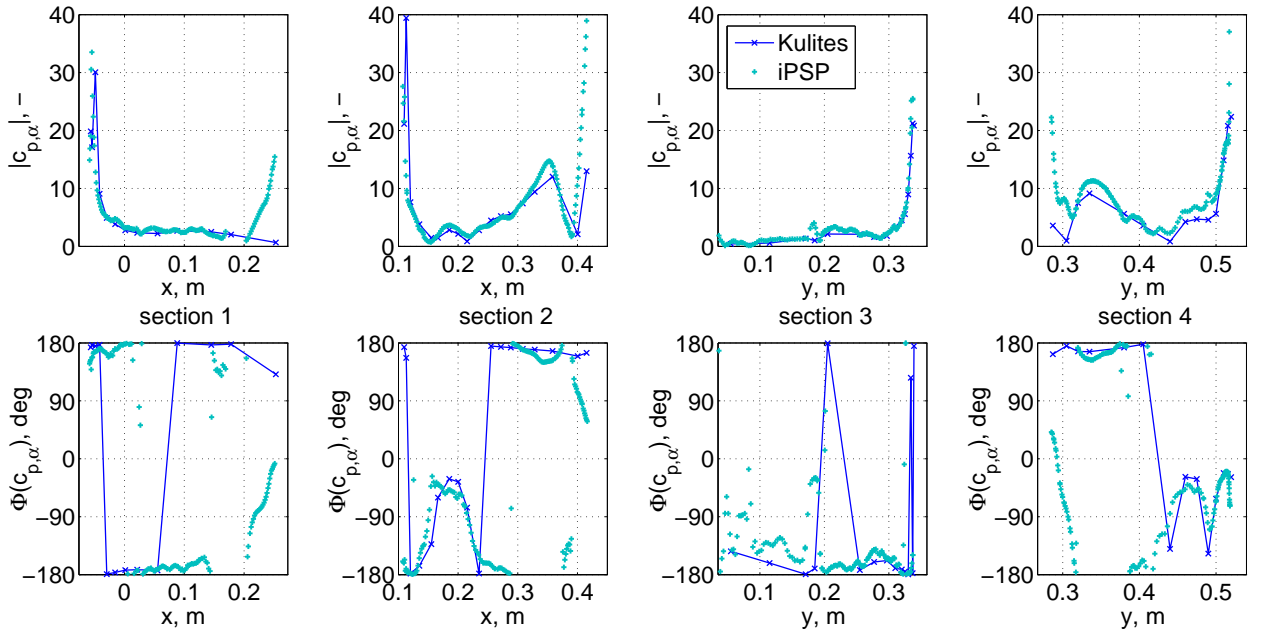


Abbildung D.51: Instationäre Druckbeiwerte (Oberseite), Drucksensoren und Querschnitte durch iPSP, Amplitude und Phase,  $\alpha = 13.5^\circ \pm 0.4^\circ$ ,  $f_{ex} = 18 \text{ Hz}$ ,  $\text{Ma} = 0.5$ ,  $\text{MK} 3$

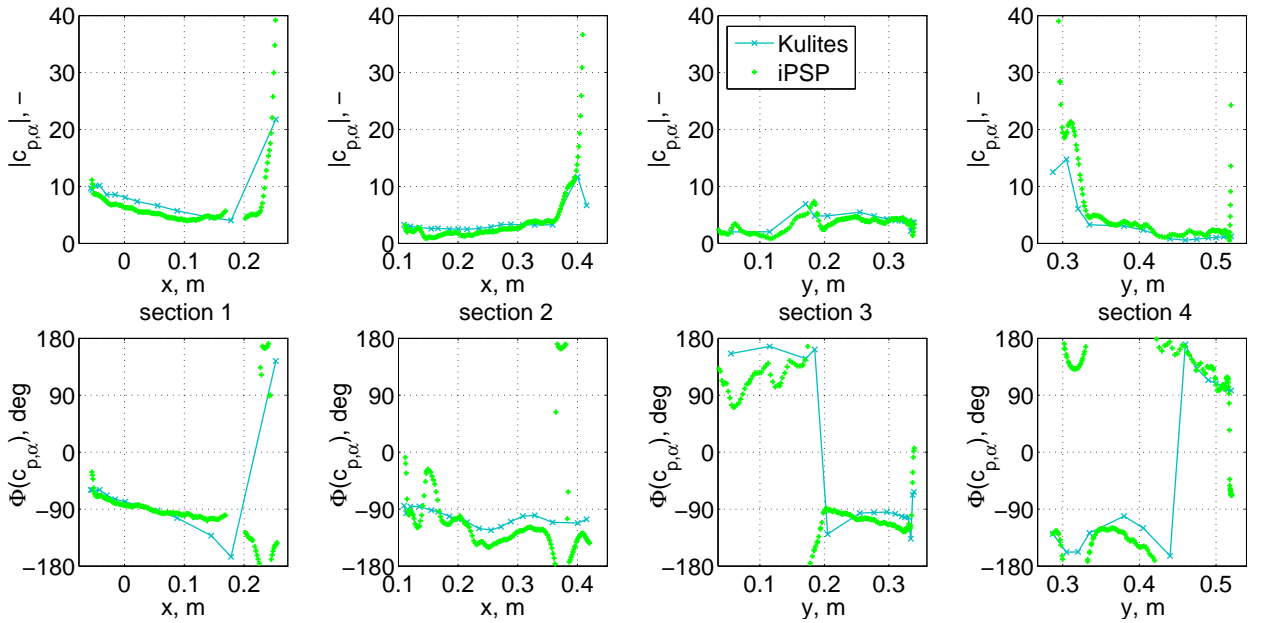


Abbildung D.52: Instationäre Druckbeiwerte (Oberseite), Drucksensoren und Querschnitte durch iPSP, Amplitude und Phase,  $\alpha = 19.5^\circ \pm 0.4^\circ$ ,  $f_{ex} = 18 \text{ Hz}$ ,  $\text{Ma} = 0.5$ ,  $\text{MK} 3$

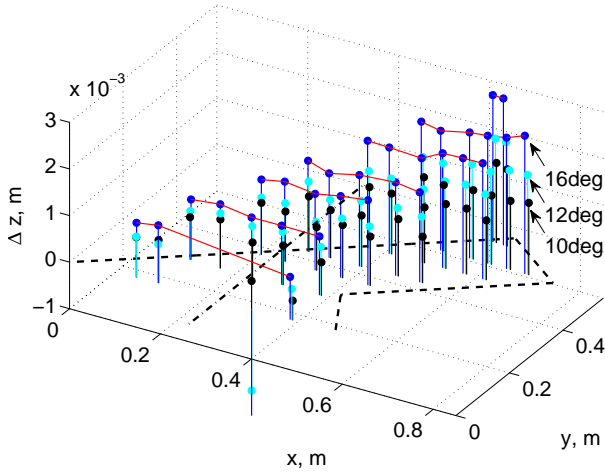


Abbildung D.53: Verformung  $\Delta z$  aus gemittelten PicColor Messdaten, Modell-Koordinatensystem,  $\alpha = \{10^\circ, 12^\circ, 16^\circ\}$ ,  $\text{Ma} = 0.5$ ,  $\text{Re} = 2.6 \text{ Mio.}$ , MK 3

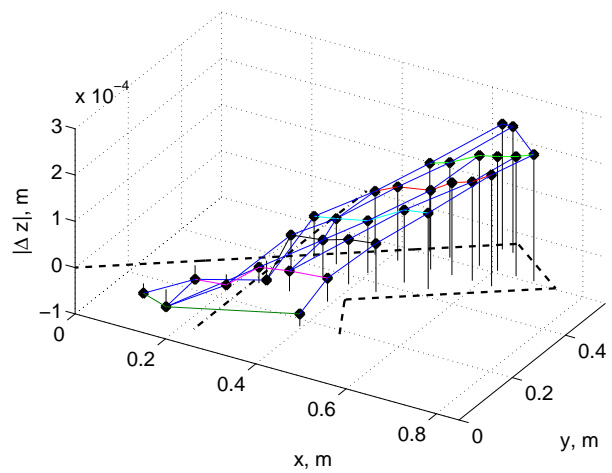


Abbildung D.54: Verformung  $\Delta z$ , Amplitude bei  $f = 36 \text{ Hz}$ , Modell-Koordinatensystem, gemittelt aus allen  $\alpha_0$ ,  $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ ,  $f_{ex} = 36 \text{ Hz}$ ,  $\text{Ma} = 0.3$

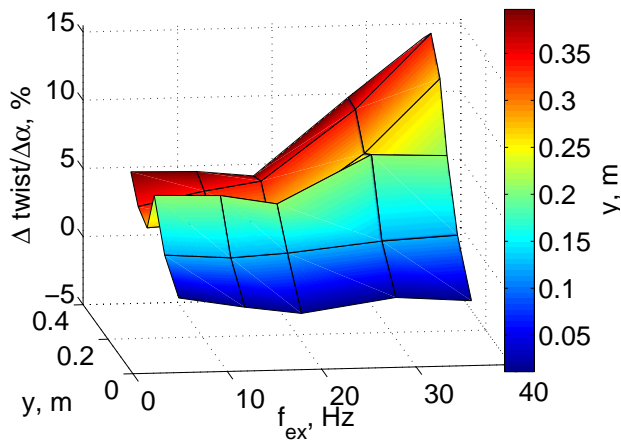


Abbildung D.55: Relative Twist-Verformung, gemittelter Wert aus allen  $\alpha_0$ , über Frequenz,  $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ ,  $\text{Ma} = 0.3$

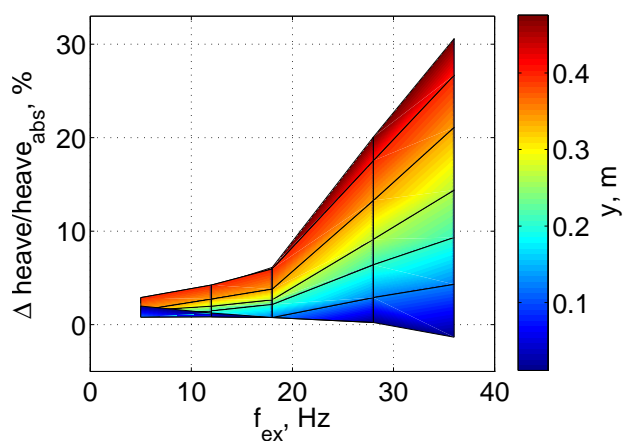


Abbildung D.56: Relative Biegeverformung der 50%-Achse, gemittelter Wert aus allen  $\alpha_0$ , über Frequenz,  $\Delta\alpha = 0.15^\circ$ ,  $\text{Ma} = 0.3$